

hat ausgesetzt

Interner Bericht
DESY FCE-92-01
März 1992

**Energie- und Ortsauflösung
eines BGO-Schauerzählers im
Energiebereich von 1 bis 6 GeV**

von

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	24. MRZ. 1992	
Accessions:		
Leih ist:	7	Tage
Loan period:		days

H. Westermann ✓

Energie- und Ortsauflösung
eines
BGO-Schauerszählers
im Energiebereich
von 1 bis 6 GeV

Experimentell physikalische Diplomarbeit
an der Universität Hamburg
durchgeführt in der DESY Gruppe F14

von

Heiner Westermann

Hamburg

19. Dezember 1991

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Elektromagnetische Kalorimeter	9
2.1	Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie	10
2.1.1	Prozesse mit Atomkernen	10
2.1.2	Prozesse mit Hüllenelektronen	11
2.2	Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	13
2.3	Elektromagnetische Schauer	15
2.3.1	Schauerentwicklung	15
2.3.2	Fluktuationen	18
2.3.3	Schauersimulation	20
2.4	Kalorimeter	22
2.4.1	BGO-Kalorimeter mit Photodioden-Auslese	23
3	Voruntersuchungen	32
3.1	Qualitätsmessungen	32
3.1.1	Versuchsaufbau und Elektronik	35
3.1.2	Durchführung der Messungen	35
3.1.3	Auswertung und Ergebnisse	36
3.2	Verpackungstest	38
3.2.1	Versuchsaufbau und Elektronik	40
3.2.2	Durchführung der Messungen	40
3.2.3	Auswertung und Ergebnisse	40
4	Teststrahlungsmessungen	42
4.1	Versuchsaufbau	47
4.2	Elektronik und Datenverarbeitung	48
4.3	Durchführung der Messungen	49

4.4	Auswertung und Fehlerbetrachtung	49
4.4.1	Kalibration	49
4.4.2	Linearität	53
4.4.3	Energieauflösung	55
4.4.4	Ortsabhängigkeit der Energiedeposition und der Energieauflösung . .	61
4.4.5	Ortsauflösung	65
5	Langzeitkonstanztest	79
5.1	Versuchsaufbau	80
5.2	Elektronik und Datenverarbeitung	80
5.3	Durchführung der Messungen	81
5.4	Auswertung und Fehlerbetrachtung	81
6	Zusammenfassung	86
A	Verstärkerschaltbild	88

Abstract

A prototype module consisting of 34 BGO-crystals ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) with photodiode-readout was tested in an electron beamline at DESY with energies ranging from 1 to 6 GeV. An energy resolution of $\sigma/E = \sqrt{(0.034/\sqrt{E})^2 + 9 \cdot (0.005/E)^2 + 0.01^2}$ was observed. By use of a corrected centre-of-gravity method, a mean spatial resolution of $\sigma = 2.6 \text{ mm}/\sqrt{E}$ was obtained. The results are in good agreement with EGS simulations.

In a long term test the BGO-calorimeter was exposed to cosmic muons. It was shown that the calorimeter works in self-trigger mode and can be calibrated absolutely in energy with cosmic muons. The calibration remained constant within 1.1% during 114 days.

Kapitel 1

Einleitung

Von 1978 bis 1986 wurden am e^+e^- -Speicherring PETRA des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY Reaktionen von kollidierenden Elektronen und Positronen bei Schwerpunktenenergien bis zu 47 GeV an vier Wechselwirkungspunkten studiert. Die Untersuchung von 2-Photon-Prozessen, als eine von vielen möglichen Reaktionen, erlangte große Bedeutung. Bei diesem Prozeß strahlen das Elektron und das Positron je ein virtuelles Photon ab. Die Photonen wechselwirken miteinander und bilden als Endzustand ein System aus Leptonen oder Hadronen (siehe Abbildung 1.1). Für die Analyse von 2-Photon-Prozessen ist es wichtig, Ort und Energie des gestreuten Elektrons und Positrons nachzuweisen. Damit wird zum einen eine erhöhte Nachweiswahrscheinlichkeit für 2-Photon-Prozesse erreicht und zum anderen läßt sich aus der Messung der Energie und des Streuwinkels von Elektron und Positron der Impulsübertrag q^2 beider Photonen und damit die invariante Masse des 2-Photon-Systems berechnen.

Da die Häufigkeit von 2-Photon-Ereignissen mit kleinem Streuwinkel ($\Theta \rightarrow 0$) stark zunimmt, ist es von besonderer Wichtigkeit, auch in diesem Bereich eine zuverlässige Messung von Ort und Energie des gestreuten Elektrons und Positrons zu haben. Deshalb wurde 1983 eine Erweiterung des CELLO-Detektors um Detektorkomponenten für die Energie- und Ortsbestimmung von unter kleinem Winkel gestreuten Elektronen und Positronen vorgeschlagen [CEL83]. Dabei handelte es sich um einen Small Angle Tagger (SAT) für den Winkelbereich 26-55 mrad in einer Entfernung von 3.5 m vom Wechselwirkungspunkt und einem Large Angle Tagger (LAT) für den Winkelbereich 55-110 mrad, der sich 1.5 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt, direkt als Ring am Strahlrohr befindet.

Der LAT sollte aus zwei Komponenten bestehen. Eine Komponente bilden drei Lagen gekreuzter Röhrendriftkammern zur Ortsbestimmung geladener Teilchen und die zweite Komponente besteht aus einem dahinter liegenden segmentierten elektromagnetischen Kalorimeter zur Energie- und Ortsmessung von Elektronen und Photonen. Eine solche Kombination erlaubt eine e/γ Identifizierung. Die Abbildungen 1.2 und 1.3 zeigen den CELLO-Detektor und als Ausschnitt die genaue Lage des LAT.

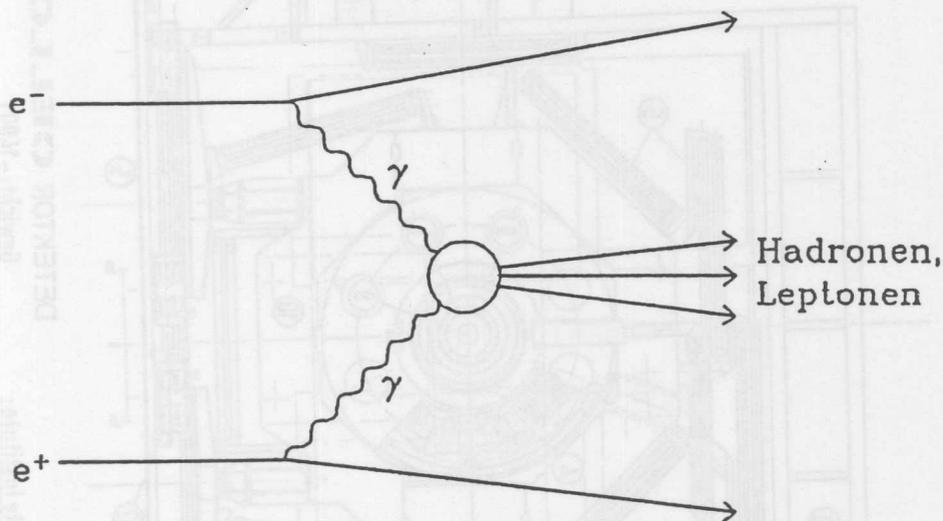


Abbildung 1.1: Feynmangraph für einen 2-Photon-Prozeß.

Für die Realisierung des LAT, insbesondere für die der kalorimetrischen Komponente, mußten extreme Randbedingungen berücksichtigt werden:

- Es traten magnetische Streufelder von 0.5 bis 1 Tesla auf.
- Der verfügbare Raum war auf eine Länge von 45 cm und eine Höhe von 10 cm beschränkt.
- Die Strahlenbelastung war hoch (ca. 10^4 rad/Jahr).

Der geringe Platz und die hohen magnetischen Felder ließen eine Auslese des Kalorimeters mit Photomultipliern nicht zu. Es mußte ein Schauerzählermaterial gefunden werden, welches zum einen eine kurze Strahlungslänge hat und zum anderen eine hohe Lichtausbeute aufweist, die es ermöglicht, das Kalorimeter mit Photodioden auslesen zu können.

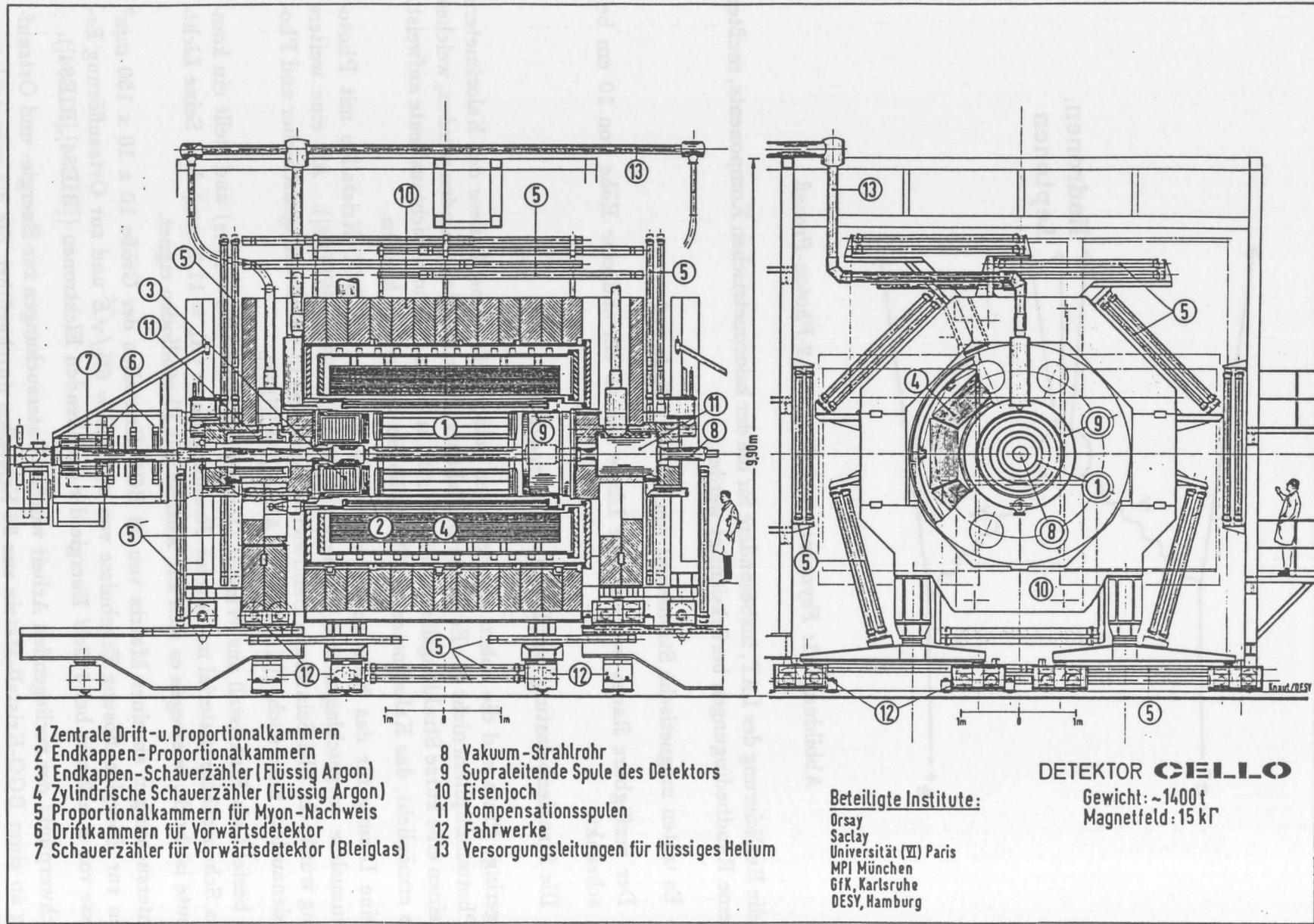
Als eine Lösung für das Kalorimeter wurde der Einsatz von BGO-Kristallen mit Photodiodenauslese vorgeschlagen und studiert ([BIE84], [RIE84], [WIT84]). Als eine weitere Lösung wurde ein Blei-Szintillator Sandwich-Kalorimeter mit Wellenlängenschieber und Photodiodenauslese untersucht ([AHM85], [MAR85], [WIN85]).

BGO besteht als Einkristall aus Wismut-Germanium-Oxyd ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) und stellt ein kompaktes Schauerzählermaterial mit kurzer Strahlungslänge ($X_0 = 11.2$ mm) dar. Seine Lichtausbeute ist hoch, weswegen es sich zur Auslese mit Photodioden eignet.

Voruntersuchungen an einer Matrix von 38 BGO-Kristallen der Größe $10 \times 10 \times 150$ mm³ zeigten zur Energieauflösung Ergebnisse von $\sigma(E)/E = 6\%/\sqrt{E}$ und zur Ortsauflösung Ergebnisse von $\sigma \approx 2$ mm bei 6 GeV Energie der einfallenden Elektronen ([BIE84],[RIE84]).

Als Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen zur Energie- und Ortsauflösung an einer BGO-Kristall-Matrix aus 34 Kristallen durchgeführt, die die vorgeschlagene LAT-Schauerzählergeometrie aufweist. Die Kristalle haben eine Länge von 20 cm, entsprechend 17.9 Strahlungslängen. Daher wird eine deutlich verbesserte Energieauflösung erwartet.

Abbildung 1.2: Schnittbild durch den CELLO-Detektor.



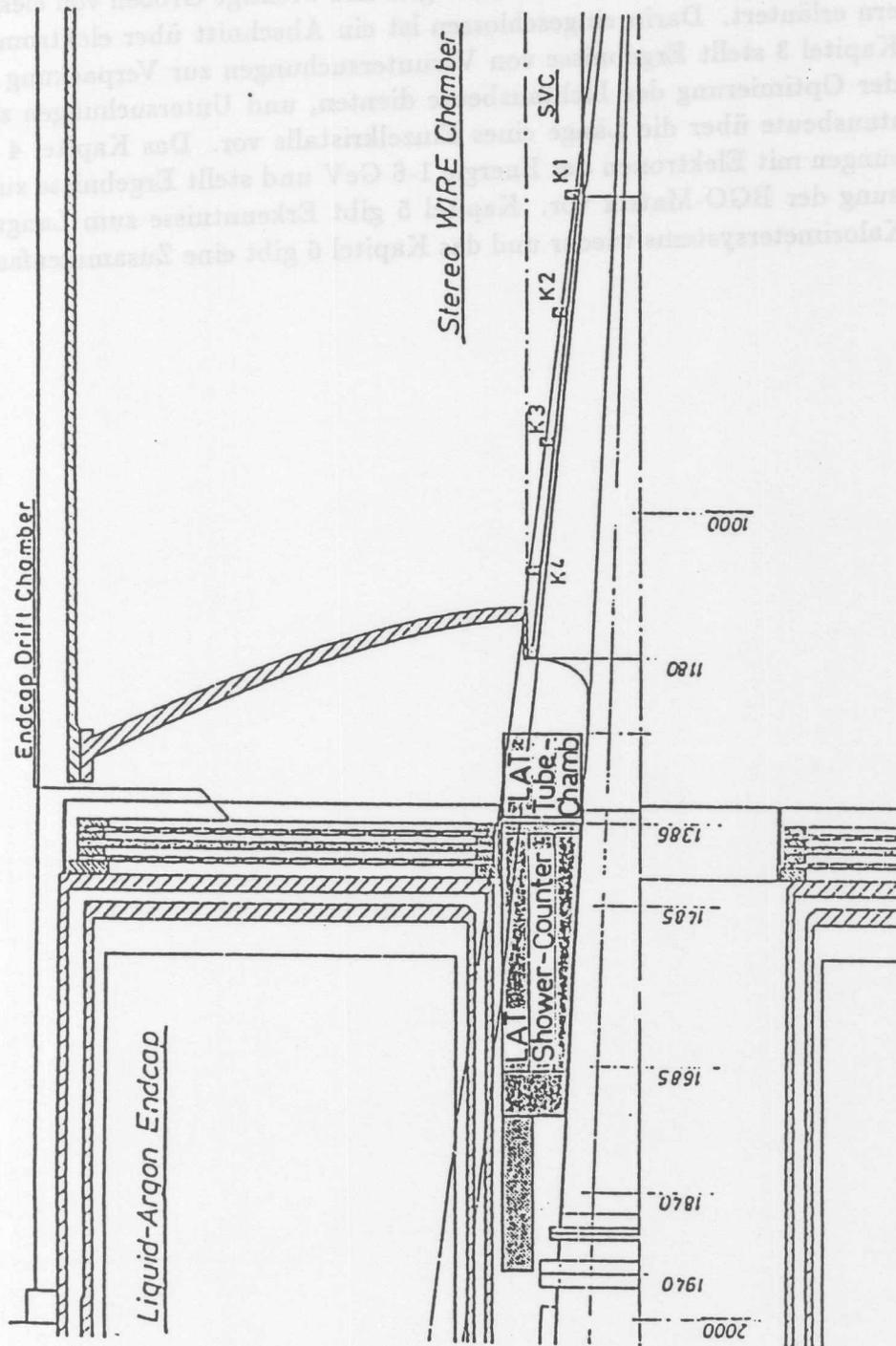


Abbildung 1.3: Bereich des LAT im CELLO-Detektor.

Weitere Untersuchungen wurden zur Langzeitkonstanz des Systems, bestehend aus BGO-Kalorimeter, Photodioden, Verstärker und ADC gemacht.

Im zweiten Kapitel werden physikalische Grundlagen und wichtige Größen von elektromagnetischen Schauern erläutert. Darin eingeschlossen ist ein Abschnitt über elektromagnetische Kalorimeter. Kapitel 3 stellt Ergebnisse von Voruntersuchungen zur Verpackung der BGO-Kristalle, die der Optimierung der Lichtausbeute dienen, und Untersuchungen zur Uniformität der Lichtausbeute über die Länge eines Einzelkristalls vor. Das Kapitel 4 behandelt Teststrahlungsmessungen mit Elektronen der Energie 1-6 GeV und stellt Ergebnisse zur Energie- und Ortsauflösung der BGO-Matrix vor. Kapitel 5 gibt Erkenntnisse zum Langzeitverhalten des BGO-Kalorimetersystems wieder und das Kapitel 6 gibt eine Zusammenfassung aller Ergebnisse.

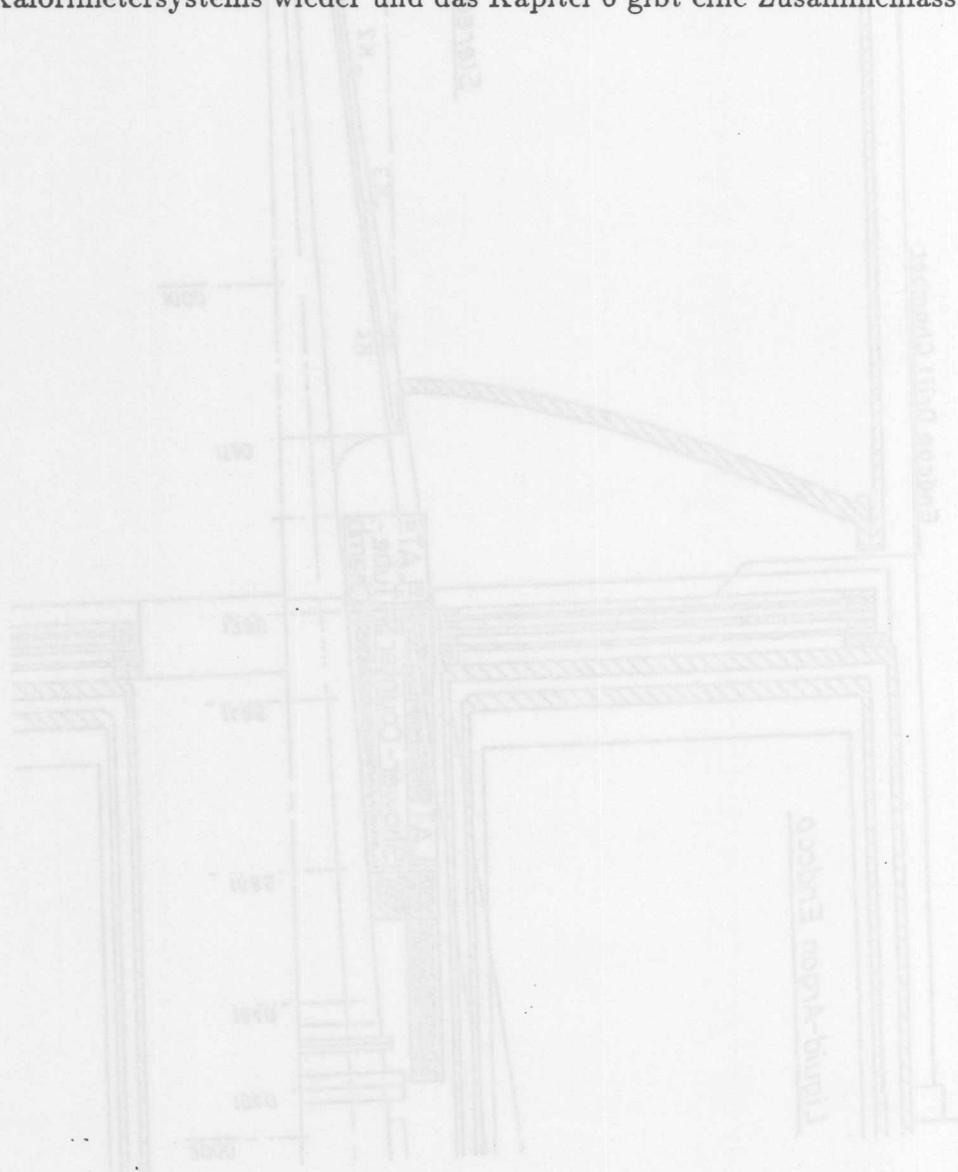


Abbildung 1.3: Schnitt des LAT im CELLO-Detektor.

Kapitel 2

Elektromagnetische Kalorimeter

Die Wirkungsweise von Kalorimetern beruht auf dem Prinzip, daß die Energie eines in das Kalorimeter einfallenden Teilchens durch Wechselwirkungen mit dem Kalorimetermaterial in eine meßbare Größe umgewandelt wird. Die meßbare Größe, wie zum Beispiel elektrische Ladung, Szintillationslicht oder Čerenkov-Strahlung, ist dabei proportional zur Teilchenenergie.

Elektronen, Positronen (im folgenden sind mit Elektronen auch Positronen gemeint) und Photonen wechselwirken elektromagnetisch mit der Materie. Die Energie hochenergetischer Elektronen oder Photonen wird über ein Teilchenvervielfachungsprozeß, auch Schauerbildung genannt, auf eine große Zahl niederenergetischer Elektronen und Photonen verteilt, die ihre Energie in Form von atomaren Anregungen an das Absorbermaterial abgeben.

Elektronen geben ihre Energie ab durch Wechselwirkungen mit den Atomkernen über

- Bremsstrahlung
- Coulombstreuung

und durch Wechselwirkungen mit Hüllenelektronen durch

- Ionisation
- Møllerstreuung
- Bhabhastreuung
- Elektron-Positron-Annihilation
- Bremsstrahlung

Photonen wechselwirken über

- Paarerzeugung
- Comptonstreuung
- Photoeffekt

Hierauf soll in den nächsten Abschnitten näher eingegangen werden.

2.1 Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie

2.1.1 Prozesse mit Atomkernen

2.1.1.1 Bremsstrahlung

Elektronen werden im Coulombfeld eines Atomkerns unter Abstrahlung eines Photons abgelenkt. Das Spektrum der Bremsstrahlungsphotonen ist umgekehrt proportional zur Energie der Photonen und reicht, durch die Elektronenenergie vorgegeben, bis zu einer Maximalenergie. Der mittlere Energieverlust pro Weglänge durch Bremsstrahlung ist proportional zur Energie des einfallenden Elektrons und über ein weites Massenspektrum annähernd proportional zum Quadrat der Kernladungszahl des Absorbers.

Dieser Zusammenhang wird beschrieben durch [FER86]:

$$\frac{dE}{dx} = E \frac{N_A Z^2}{A} 4\alpha r_e^2 \left[\ln \left(183 Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{18} \right] \quad (2.1)$$

- E = Energie des einfallenden Elektrons
- N_A = Avogadrozahl
- A = Atomgewicht
- Z = Kernladungszahl
- α = Feinstrukturkonstante
- r_e = Klassischer Elektronenradius

Mit dem Energieverlust durch Bremsstrahlung wird eine Proportionalitätskonstante X_0 definiert, die als Strahlungslänge bezeichnet wird und die Abhängigkeit vom Absorbermaterial enthält. X_0 ist die Weglänge, nach der die Energie eines Elektrons durch Bremsstrahlung im Mittel auf den Bruchteil $1/e$ abgefallen ist.

$$E = E_0 \exp(-x/X_0)$$

Damit ergibt sich die vereinfachte Schreibweise zu

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}$$

mit

$$\frac{1}{X_0} \approx \frac{N_A Z^2}{A} 4\alpha r_e^2 \left[\ln 183 Z^{-\frac{1}{3}} \right] \quad (2.2)$$

2.1.1.2 Coulombstreuung

Bei der Coulombstreuung am Kern, ohne Abstrahlung eines Photons, sind die Energieüberträge auf den Kern vernachlässigbar klein, weil die Elektronenmasse klein gegen die Kernmasse ist. Sie trägt nur unerheblich zum Energieverlust der Elektronen bei. Der Impulsübertrag kann jedoch groß sein. Elektronen erfahren dabei erhebliche Richtungsänderungen.

Die Wahrscheinlichkeit für eine derartige Coulombstreuung nimmt mit abnehmendem Streuwinkel Θ zu und wird durch die Rutherford-Streuförmel allgemein für geladene Teilchen beschrieben:

$$\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{Z z e^2}{p v} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\Theta/2)} \quad (2.3)$$

- p = Impuls des einfallenden Teilchens
- v = Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens
- z = Ladung des einfallenden Teilchens
- Z = Kernladungszahl des Absorbermaterials

2.1.2 Prozesse mit Hüllenelektronen

2.1.2.1 Ionisation

Die Coulombwechselwirkung mit den Hüllenelektronen führt zur Ionisation der Absorberatome. Der mittlere Energieverlust geladener Teilchen pro Wegstrecke wird angenähert durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben und lautet [PER82]:¹

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4 \pi N_A e^4 z^2 Z}{m_e c^2 \beta^2 A} \left[\ln \left(\frac{2 m_e v^2}{I (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.4)$$

- m_e = Elektronenmasse
- c = Lichtgeschwindigkeit
- β = v/c
- e = Elementarladung
- I = Ionisationspotential

Das Ionisationspotential $I(Z)$ ist eine Funktion der Kernladungszahl des Absorbers. Für $I(Z)$ wird ein mittleres Ionisationspotential von $I = 10 \cdot Z$ eV, gemittelt über alle Elektronen der Hülle, eingesetzt. Der Energieverlust durch Ionisation ist, abgesehen von einer schwachen Materialabhängigkeit, eine Funktion von β . In Abbildung 2.1 ist $[dE/dx]_{ion}$ als Funktion der kinetischen Energie T_0 für Elektronen in BGO gezeigt. Bei nichtrelativistischen Geschwindigkeiten fällt $[dE/dx]_{ion}$ mit $1/\beta^2$ ab und durchläuft bei $E \approx 3 mc^2$ ein Minimum. Der Energieverlust ist unabhängig von der Masse des einfallenden Teilchens und beträgt im Minimum $[dE/dx]_{min} \approx 1-1.5$ MeV cm²/g. Teilchen mit einer Einfallsenergie oberhalb des minimalen Energieverlustes werden minimalionisierend genannt. Ihr Energieverlust wächst nur logarithmisch mit $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. Mit weiter steigender Teilchenenergie verhindern Polarisierungseffekte, besonders in dichten Medien, den weiteren Anstieg von $[dE/dx]_{ion}$. Es wird ein Plateauwert erreicht, der etwa 10% über dem Minimum liegt.

¹Eine genaue Beschreibung liefert das Photo-Absorptions-Ionisations-Modell (PAIM).

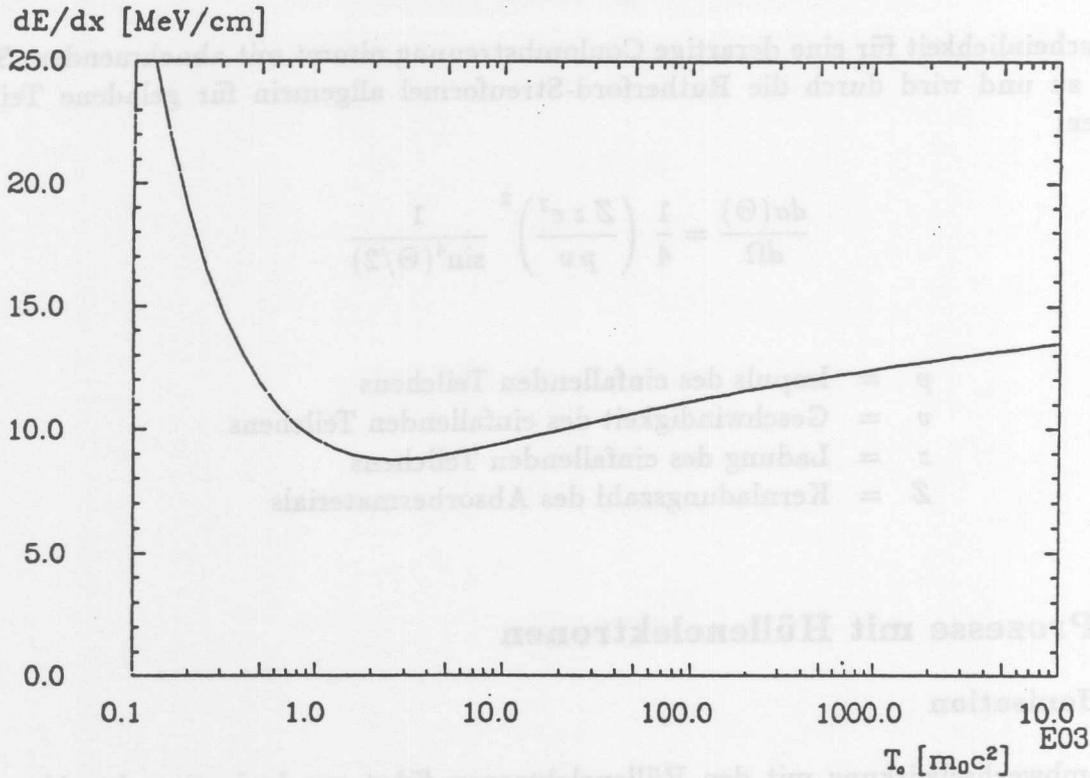


Abbildung 2.1: dE/dx als Funktion der kinetischen Energie T_0 für Elektronen in BGO [JAC84]

Durch Ionisation erzeugte Sekundärelektronen haben eine Energie E_{sek} , deren Verteilung annähernd proportional zu $1/E_{sek}$ ist. Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt die häufig auftretenden Streuungen mit geringen Energieüberträgen. Mit dieser Einschränkung hat sie ihre Gültigkeit für alle positiv wie negativ geladenen Teilchen, deren Geschwindigkeit gegen die der Hüllenelektronen groß ist.

2.1.2.2 Møllerstreuung, Bhabhastreuung, Annihilation und Bremsstrahlung

Kollisionen mit hohen Energieüberträgen sind selten und abhängig von der Art des Teilchens. Als Møllerstreuung wird der Prozeß $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ bezeichnet und als Bhabhastreuung der Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Die e^+e^- -Annihilation ist möglich, jedoch nur bei niedrigen Energien von Bedeutung. Dabei vernichtet sich ein Positron mit einem Hüllenelektron unter Emission zweier Photonen ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$).

Der Bremsstrahlungsprozeß an Hüllenelektronen hat für alle Elemente, außer den Leichtesten, nur eine geringe Bedeutung. Der Beitrag der Hüllenelektronen zum gesamten Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt ist proportional zur Kernladungszahl des Absorbers, während der Beitrag des Kerns proportional zum Quadrat der Kernladungszahl des Absorbers ist.

Die Abbildung 2.2 zeigt für die konkurrierenden elektromagnetischen Prozesse den normierten Energieverlust von Elektronen beim Durchgang durch Materie.

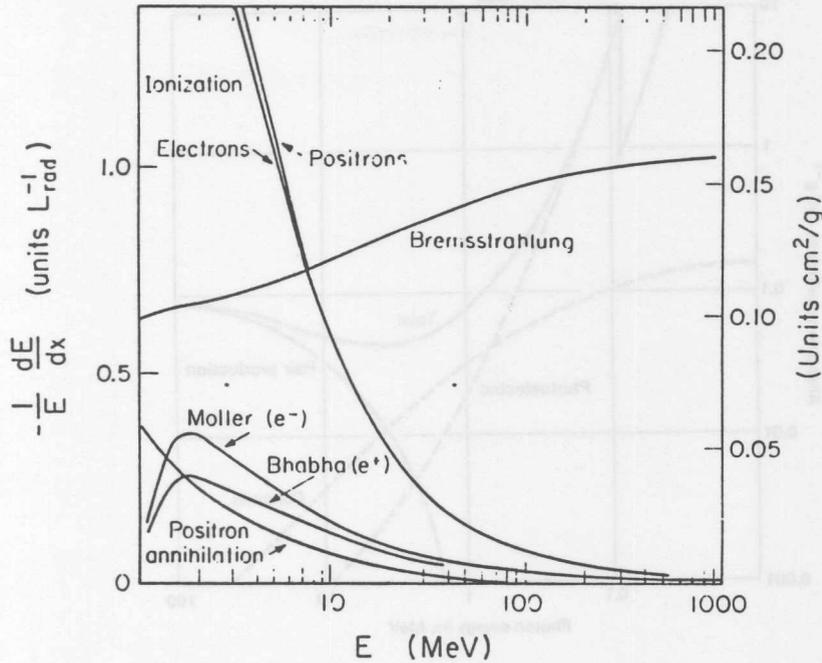


Abbildung 2.2: Normierter Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei [PAR88]

2.2 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

Photonen treten über drei Prozesse mit Materie in Wechselwirkung:

- Paarerzeugung
- Comptonstreuung
- Photoeffekt

2.2..3 Paarerzeugung

Ab einer Schwellenenergie von $E_\gamma = 2mc^2$ können Photonen in ein e^+e^- -Paar konvertieren. Dieser Vorgang ist, zur gleichzeitigen Erhaltung von Energie und Impuls, an ein geladenes Teilchen gekoppelt. Der Wirkungsquerschnitt wächst logarithmisch mit der Energie des Photons und ist für $E_\gamma \geq 10 \text{ MeV}$ der dominierende Prozeß. Die Intensität eines Strahls hochenergetischer Photonen nimmt durch Paarerzeugung im Absorber exponentiell mit der durchquerten Schichtdicke ab.

$$I = I_0 \exp(-x/\lambda)$$

Die Abschwächungslänge λ ist für Photonenergien $E_\gamma \geq 1 \text{ GeV}$ eng mit der Strahlungslänge X_0 verbunden und ergibt sich zu

$$\lambda = \frac{9}{7} X_0$$

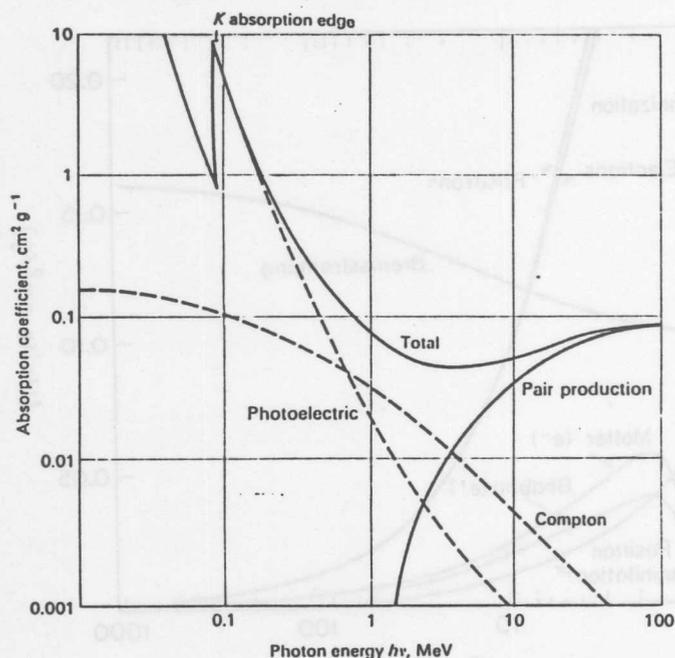


Abbildung 2.3: Absorptionskoeffizient für den Durchgang von Photonen durch Blei [PER82]

2.2..4 Comptonstreuung

Die Comptonstreuung ist die elastische Streuung eines Photons an einem Elektron. Ein Teil der Photonenergie wird dabei auf das Hüllenelektron eines Atoms übertragen. Der Energieverlust reicht bis zu einer Maximalenergie von

$$E_{max} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_{\gamma}}}$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung ist proportional zur Kernladungszahl des Absorbermaterials, fällt mit $1/E_{\gamma}$ der Photonenergie und ist bei Energien um 1 MeV dominant.

2.2..5 Photoeffekt

Der Photoeffekt ist bei Photonenergien unterhalb von 1 MeV von Bedeutung und steht für die Absorption eines Photons unter Emission eines Elektrons. Die Energie des Elektrons ergibt sich aus der Differenz zwischen der Energie des Photons und der Bindungsenergie des Elektrons. Der Wirkungsquerschnitt ist näherungsweise proportional zur vierten Potenz der Kernladungszahl des Absorbers und mit $E_{\gamma}^{-1/2}$ bis E_{γ}^{-1} abhängig von der Energie des Photons. Im Vergleich sind in der Abbildung 2.3 die Absorptionskoeffizienten für die drei konkurrierenden Wechselwirkungen dargestellt.

2.3 Elektromagnetische Schauer

2.3.1 Schauerentwicklung

Elektronen und Photonen wechselwirken über die in den Abschnitten 2.1 und 2.2 beschriebenen Prozesse mit Materie. Treffen hochenergetische Elektronen oder Photonen auf ein Kalorimeter, dann sind Bremsstrahlung und Paarbildung die dominierenden Prozesse und verantwortlich für eine Teilchenvervielfachung, bei der sich ein rasch wachsender Schauer von Teilchen ausbildet. Zunächst nimmt die Zahl der Elektronen, Positronen und Photonen stark zu, bis die Energie der einzelnen Teilchen so weit abgesunken ist, daß die anderen elektromagnetischen Prozesse dominieren, die Teilchenzahl wieder abnimmt und der Schauer ausstirbt.

Mit Hilfe der Längenskala der Strahlungslänge X_0 läßt sich die Tiefe eines Schauers materialunabhängig angeben. Beim Erreichen des Schauermaximums besitzen die Teilchen eine mittlere Energie, bei der die Energieverluste aufgrund von Bremsstrahlung genauso groß wie die durch Ionisation sind. Dieser Energiewert wird kritische Energie ϵ genannt und entspricht dem mittleren Energieverlust eines minimalionisierenden Teilchens auf einer Strahlungslänge.

$$\epsilon = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{min} \cdot X_0$$

Die kritische Energie ist eine materialabhängige Größe. Sie ist umgekehrt proportional zur Kernladungszahl des Absorbers und kann angenähert werden durch:

$$\epsilon \approx \frac{550}{Z} [\text{MeV}]$$

Nachdem die mittlere Teilchenenergie unter die kritische Energie abgefallen ist, gehen durch Abstoppen als Folge von Ionisationsprozessen dem Schauer mehr Teilchen verloren, als ihm durch Bremsstrahlung und nachfolgender Paarbildung zugeführt werden. Die Schauerentwicklung endet, die Anzahl der Schauerteilchen nimmt exponentiell ab und der Schauer stirbt aus. Über die beim Zerfall des Schauers dominierenden Prozesse der Ionisation, der Comptonstreuung und des Photoeffekts wird die Energie der Schauerteilchen auf das Absorbermaterial übertragen.

Der Schauer breitet sich durch die elementaren Wechselwirkungen auch seitlich aus. Diese laterale Schauerentwicklung wird durch die Winkelabhängigkeit der Schauerprozesse bestimmt und läßt sich in zwei longitudinale Bereiche einteilen:

- Vor dem Schauermaximum
- Hinter dem Schauermaximum

Die mittleren Produktionswinkel Θ der bis zum Schauermaximum dominierenden Prozesse der Bremsstrahlung und der Paarbildung sind umgekehrt proportional zu γ [FER86]:

$$\Theta \approx \frac{m_e c^2}{E} = \frac{1}{\gamma}$$

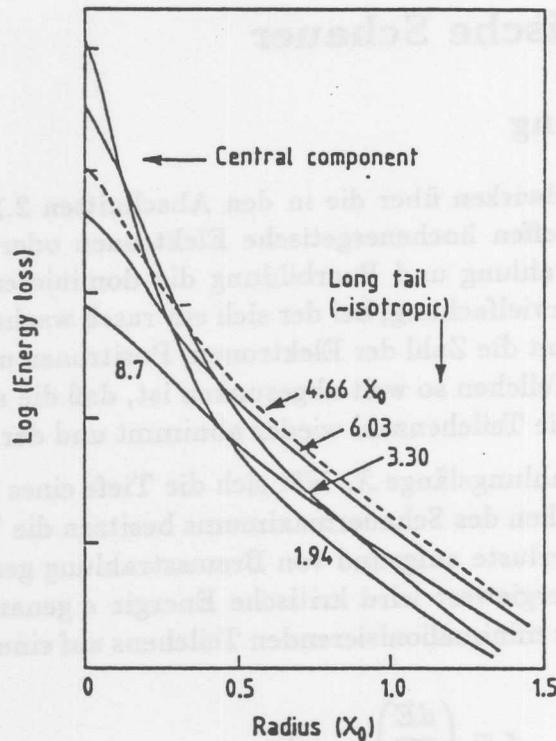


Abbildung 2.4: Radiales Schauerprofil von 1 GeV Elektronen in Aluminium als Funktion der Schauertiefe. Die Zahlen im Bild geben die Tiefe des Schauerprofils in Strahlungslängen an [FAB85].

Die gleiche Proportionalität des Streuwinkels zu γ zeigt die Coulombstreuung [FER86]:

$$\Theta = \frac{21 \text{ MeV}}{E} \sqrt{\frac{x}{X_0}}$$

Bis zum Schauermaximum befinden sich vorwiegend hochenergetische Teilchen im Schauer. Der Schauer ist somit bis zum Schauermaximum stark gebündelt und wird nur von wenigen niederenergetischen Teilchen in größerer Entfernung von der Schauerachse begleitet.

Erst bei weiter abnehmender mittlerer Energie der Schauerteilchen, nach dem Schauermaximum, ist die Coulombstreuung für die Aufweitung des Schauers von großer Bedeutung. Die Anzahl der Teilchen mit geringer Energie nimmt mit der Schauertiefe zu. Die mittlere Energie pro Teilchen nimmt mit der Schauertiefe ab. Somit weitet sich der Schauer besonders am Schauerende auf.

An dieser lateralen Schauerentwicklung sind, wie aus der Abbildung 2.4 zu erkennen ist, zwei unterschiedliche Mechanismen beteiligt.

1.) Der zentrale Teil entwickelt sich aufgrund der Coulomb-Vielfachstreuung. Seine Breite kann durch eine materialunabhängige Größe, den Molière-Radius R_M , beschrieben werden.

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{\epsilon} \cdot X_0$$

Der Molière-Radius ist die halbe Breite (Root-Mean-Square-Wert) eines Elektronenstrahls der Energie ϵ nach Durchqueren einer Strahlungslänge des Absorbers.

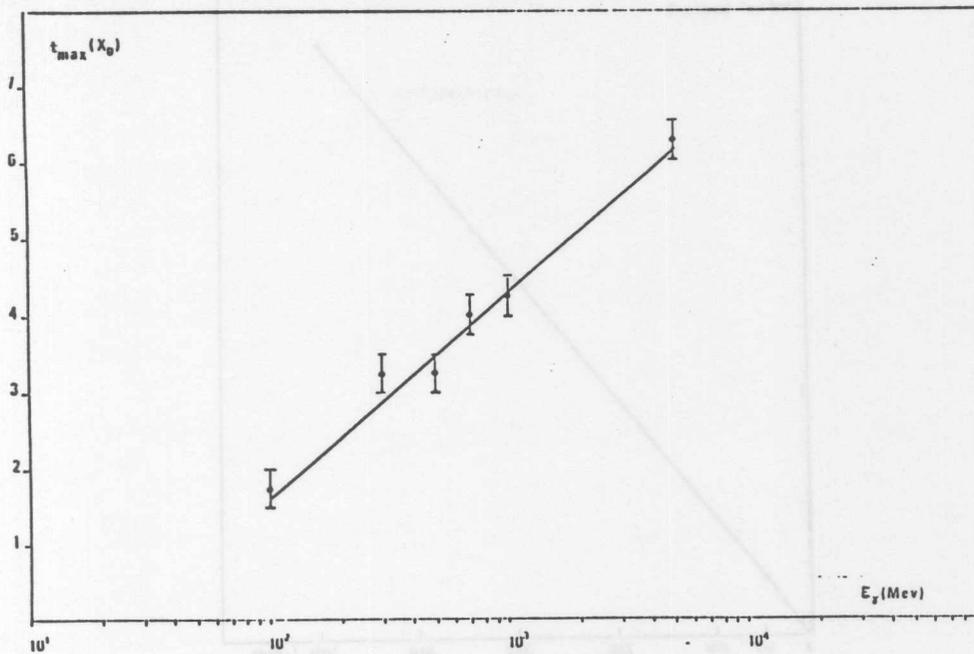


Abbildung 2.5: Tiefe $t_{max}(X_0)$ des Schauermaximums in Bleiglas (SF5) in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Photons. Die Punkte repräsentieren Monte-Carlo Ergebnisse. Die Gerade zeigt den berechneten, in der halblogarithmischen Darstellung linearen Zusammenhang [LON75].

2.) Der als Tail bezeichnete Abschnitt rührt hauptsächlich von der Fortpflanzung der Photonen her, die einer geringeren Abschwächung unterliegen als Elektronen.

Es lassen sich folgende wichtige Ergebnisse zur longitudinalen und lateralen Schauerentwicklung nennen:

- Die Tiefe des Schauermaximums t_{max} (t in Einheiten der Strahlungslänge) und die Länge des Schauers, bis zu der ein bestimmter Prozentsatz der Schauerenergie deponiert wird, wachsen logarithmisch mit der Einfallenergie des Teilchens (siehe Abbildung 2.5).

$$t_{max} = \ln \left(\frac{E}{\epsilon} \right) - \alpha$$

mit

$$\alpha = 1.1 \text{ für Elektronen}$$

$$\alpha = 0.3 \text{ für Photonen} \quad [\text{AMA81}]$$

- Die Anzahl und die Weglänge der geladenen Schauerteilchen ist proportional zur Energie der einfallenden Teilchen (siehe dazu auch Abbildung 2.6).
- Bei festem Prozentsatz der im Absorber deponierten Energie muß die Länge L des Kalorimeters nur logarithmisch mit der Energie des einfallenden Teilchens wachsen.

$$L(98\%) \simeq 3(t_{max} + 1.5) \quad [\text{AMA81}]$$

- Innerhalb von zwei Molière-Radien werden 95% der Schauerenergie deponiert [AMA81] (siehe dazu auch Abbildung 2.7).

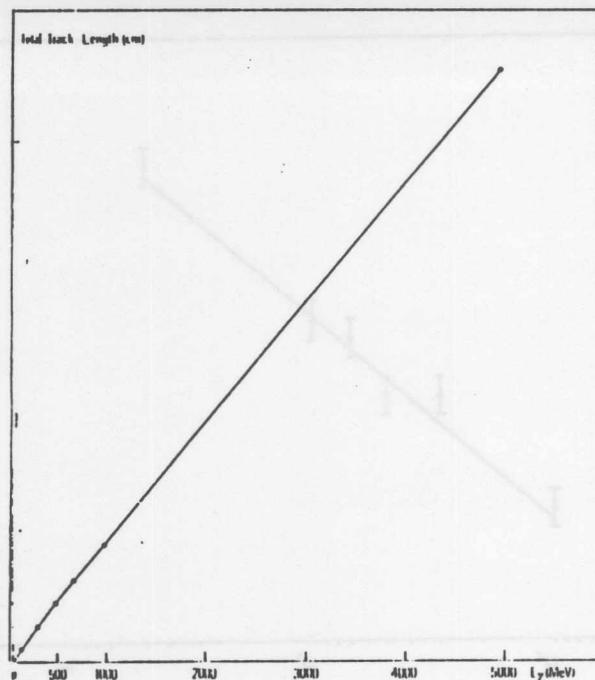


Abbildung 2.6: Mittlere totale Spurlängen elektromagnetischer Schauer in Bleiglas (SF5) in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Photons. Die Punkte repräsentieren Monte-Carlo Ergebnisse. Die Linie stellt eine Geraden-Anpassung an die Datenpunkte dar [LON75].

2.3.2 Fluktuationen

Die Schauerentwicklung ist eine Abfolge vieler einzelner, voneinander unabhängiger Prozesse, die statistischen Fluktuationen unterliegen. Diese beeinflussen zum einen die Anzahl der zum Nachweis benutzten Lichtquanten oder elektrischen Ladungsträger und zum anderen die Lage des Schauerschwerpunkts, mit dem der Ort des einfallenden Teilchens rekonstruiert werden kann. Somit haben die Fluktuationen unmittelbaren Einfluß auf die Energie- und Ortsauflösung. Selbst bei vollständig vom Detektor absorbierter Schauerenergie schwankt die Zahl der produzierten Sekundärteilchen im Schauer. Sie ist im Mittel proportional zur Energie der Primärteilchen und schwankt um den Mittelwert N mit $\Delta N \sim \sqrt{N}$. Der Fehler der Energiemessung nimmt mit der Quadratwurzel der Energie zu und der relative Fehler ergibt sich demnach zu:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{const}{\sqrt{E}}$$

Diese sogenannte intrinsische Energieauflösung stellt die untere Grenze für die Genauigkeit einer Energiemessung mit Kalorimetern dar.

Ein von der Absorbergröße abhängiger Einfluß auf die Energieauflösung ist das sogenannte Leakage. Dabei wird der Schauer aufgrund der begrenzten Größe des Kalorimeters nicht vollständig absorbiert. Ein Teil der Schauerenergie leckt seitlich (Side-Leakage) oder am hinteren Ende (Rear-Leakage) des Detektorvolumens heraus. Die beiden Arten des Leakage sind statistischen Fluktuationen unterworfen. Sie haben jedoch recht unterschiedliche Auswirkungen auf die Energieauflösung (siehe Abbildung 2.8). Für den großen Einfluß des Rear-Leakage auf die Energieauflösung sind Fluktuationen in der longitudinalen Schauerentwicklung ver-

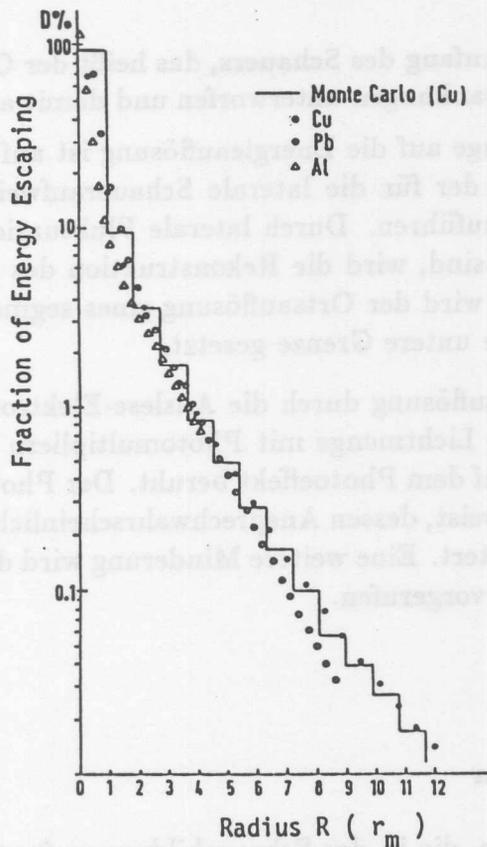


Abbildung 2.7: Anteil der Energie, der einen Detektorzylinder verläßt, in Abhängigkeit seiner lateralen Ausdehnung und dem Material bei einer Einschußenergie von 6 GeV Die Punkte repräsentieren Meßwerte. Das Histogramm zeigt das Monte-Carlo Ergebnis für Kupfer. Die laterale Größe des Detektorzylinders ist in Molière-Radien angegeben [IWA80].

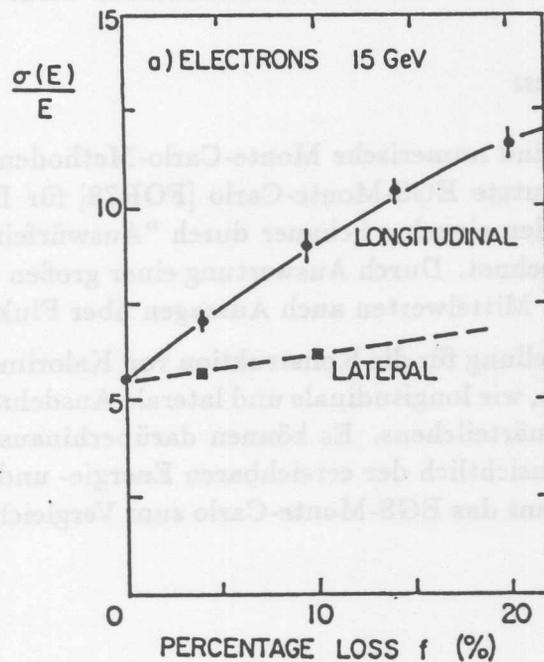


Abbildung 2.8: Auswirkungen des Rear- und Side-Leakage auf die Energieauflösung. Die Punkte repräsentieren Meßergebnisse von 15 GeV Elektronen [AMA81].

antwortlich. Insbesondere ist der Anfang des Schauers, das heißt der Ort der ersten Wechselwirkung, großen statistischen Schwankungen unterworfen und damit auch das Rear-Leakage.

Der geringe Einfluß des Side-Leakage auf die Energieauflösung ist auf das häufige Auftreten und damit auf die hohe Statistik der für die laterale Schaueraufweitung verantwortlichen Coulomb-Vielfachstreuung zurückzuführen. Durch laterale Fluktuationen der Schauerform, wie sie in Abbildung 2.9 zu sehen sind, wird die Rekonstruktion des Ortes des einfallenden Teilchens verschlechtert. Dadurch wird der Ortsauflösung eines segmentierten Kalorimeters mit der Schwerpunktmethode eine untere Grenze gesetzt.

Weiter werden Energie- und Ortsauflösung durch die Auslese-Elektronik beeinträchtigt. So wird eine im Kalorimeter erzeugte Lichtmenge mit Photomultipliern oder Photodioden gemessen, deren Nachweismethode auf dem Photoeffekt beruht. Der Photoeffekt ist ein Prozeß, der statistische Schwankungen aufweist, dessen Ansprechwahrscheinlichkeit kleiner als eins ist und daher die Auflösung verschlechtert. Eine weitere Minderung wird durch das elektronische Rauschen des Nachweissystems hervorgerufen.

2.3.3 Schauersimulation

2.3.3.1 Analytische Methoden

Die einzelnen elementaren Prozesse, die in der Schauerbildung auftreten, sind bekannt und auch berechenbar. Der gesamte Schauer stellt jedoch eine komplizierte Abfolge dieser Prozesse dar. Eine mathematische Beschreibung der Schauerentwicklung ist daher extrem komplex, und ist analytisch nur unter Benutzung von Näherungen möglich. Sie liefert als Ergebnisse nur Mittelwerte der Schauerparameter und macht keine Angaben über Fluktuationen. So werden keine niederenergetischen Prozesse berücksichtigt. Das hat zur Folge, daß die niederenergetische Komponente eines Schauers nicht korrekt beschrieben wird.

2.3.3.2 Numerische Methoden

Von großem praktischen Nutzen sind numerische Monte-Carlo-Methoden, wie das weit verbreitete und für diese Arbeit benutzte EGS-Monte-Carlo [FOR78] für Berechnungen elektromagnetischer Schauer. Es werden einzelne Schauer durch "Auswürfeln" der Abfolge der statistischen Prozesse explizit berechnet. Durch Auswertung einer großen Anzahl von Schauern lassen sich außer Angaben von Mittelwerten auch Aussagen über Fluktuationen machen.

Das EGS-Monte-Carlo gibt Hilfestellung für die Konstruktion von Kalorimetern durch Bereitstellen wichtiger Schauerparameter, wie longitudinale und laterale Ausdehnung eines Schauers bei vorgegebener Energie des Primärteilchens. Es können darüberhinaus Voraussagen über die Eignung eines Kalorimeters hinsichtlich der erreichbaren Energie- und Ortsauflösung gemacht werden. In dieser Arbeit dient das EGS-Monte-Carlo zum Vergleich von Messung und Theorie.

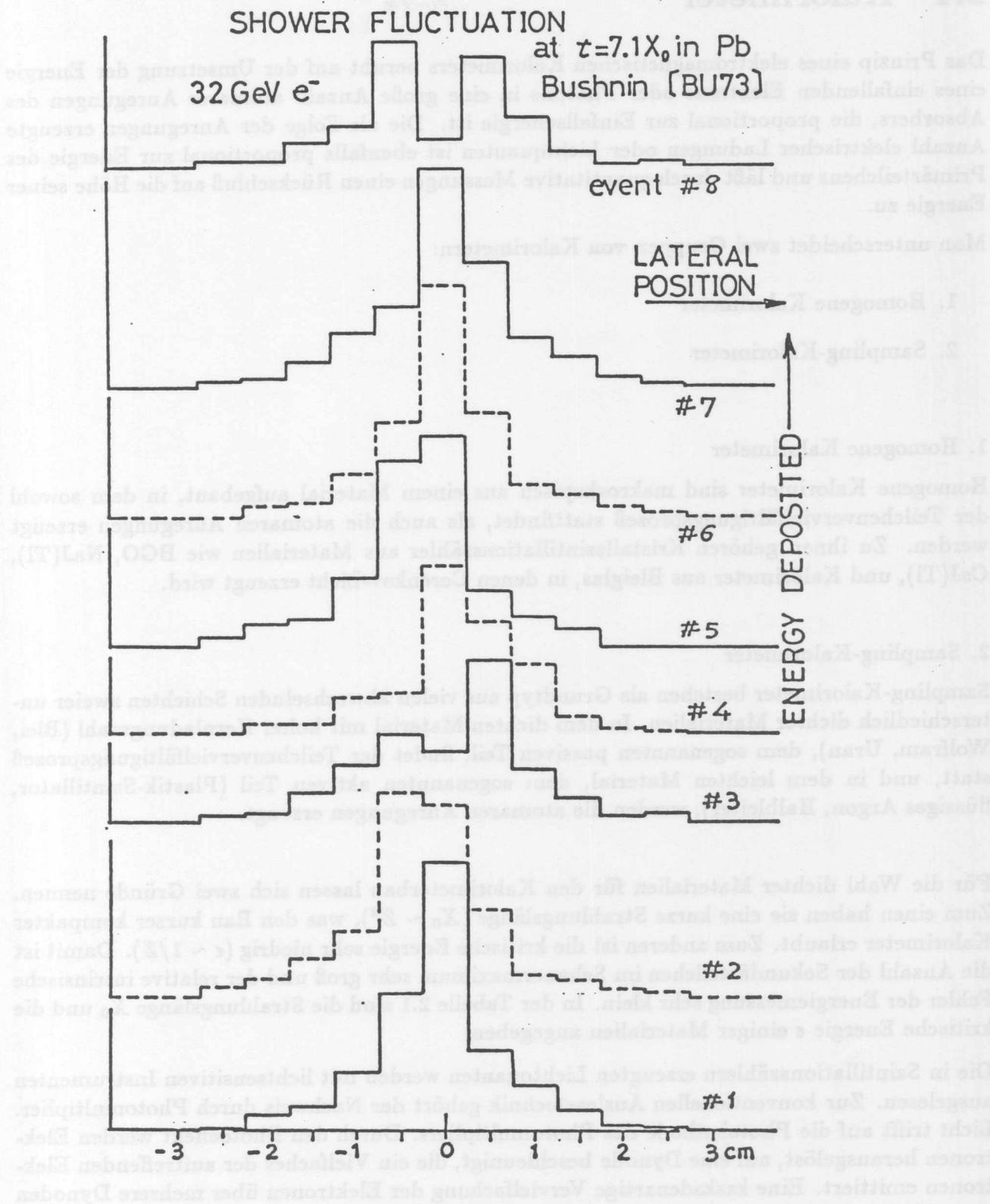


Abbildung 2.9: Laterale Fluktuation der Schauerform von 32 GeV Elektronen in Blei. Von acht einzelnen Ereignissen sind die jeweiligen lateralen Profile der Schauerenergie in einer Tiefe von 7.1 Strahlungslängen dargestellt. Der 0-Punkt der Abszisse ist der Einschußort [IWA79]

2.4 Kalorimeter

Das Prinzip eines elektromagnetischen Kalorimeters beruht auf der Umsetzung der Energie eines einfallenden Elektrons oder Photons in eine große Anzahl atomarer Anregungen des Absorbers, die proportional zur Einfallenergie ist. Die als Folge der Anregungen erzeugte Anzahl elektrischer Ladungen oder Lichtquanten ist ebenfalls proportional zur Energie des Primärteilchens und läßt durch quantitative Messungen einen Rückschluß auf die Höhe seiner Energie zu.

Man unterscheidet zwei Gruppen von Kalorimetern:

1. Homogene Kalorimeter
2. Sampling-Kalorimeter

1. Homogene Kalorimeter

Homogene Kalorimeter sind makroskopisch aus einem Material aufgebaut, in dem sowohl der Teilchenvervielfältigungsprozeß stattfindet, als auch die atomaren Anregungen erzeugt werden. Zu ihnen gehören Kristallszintillationszähler aus Materialien wie BGO, NaJ(Tl), CsJ(Tl), und Kalorimeter aus Bleiglas, in denen Čerenkov-Licht erzeugt wird.

2. Sampling-Kalorimeter

Sampling-Kalorimeter bestehen als Grundtyp aus vielen abwechselnden Schichten zweier unterschiedlich dichter Materialien. In dem dichten Material mit hoher Kernladungszahl (Blei, Wolfram, Uran), dem sogenannten passiven Teil, findet der Teilchenvervielfältigungsprozeß statt, und in dem leichten Material, dem sogenannten aktiven Teil (Plastik-Szintillator, flüssiges Argon, Halbleiter), werden die atomaren Anregungen erzeugt.

Für die Wahl dichter Materialien für den Kalorimeterbau lassen sich zwei Gründe nennen. Zum einen haben sie eine kurze Strahlungslänge ($X_0 \sim Z^2$), was den Bau kurzer kompakter Kalorimeter erlaubt. Zum anderen ist die kritische Energie sehr niedrig ($\epsilon \sim 1/Z$). Damit ist die Anzahl der Sekundärteilchen im Schauermaximum sehr groß und der relative intrinsische Fehler der Energiemessung sehr klein. In der Tabelle 2.1 sind die Strahlungslänge X_0 und die kritische Energie ϵ einiger Materialien angegeben.

Die in Szintillationszählern erzeugten Lichtquanten werden mit lichtsensitiven Instrumenten ausgelesen. Zur konventionellen Auslesetechnik gehört der Nachweis durch Photomultiplier. Licht trifft auf die Photokathode des Photomultipliers. Durch den Photoeffekt werden Elektronen herausgelöst, auf eine Dynode beschleunigt, die ein Vielfaches der auftreffenden Elektronen emittiert. Eine kaskadenartige Vervielfachung der Elektronen über mehrere Dynoden erzeugt eine Signalverstärkung bis zu einem Faktor 10^{12} . Photomultiplier benötigen durch ihre Bauhöhe viel Platz und sind aufgrund ihrer Elektronenoptik magnetfeldempfindlich.

Als weiteres mögliches Auslesesystem stehen großflächige Photodioden zur Verfügung. In der Photodiode findet keine Signalverstärkung statt. Sie werden zusammen mit nachgeschalteten ladungsempfindlichen Verstärkern betrieben und stellen eine Alternative zu Photomultipliern

Material	X_0 [cm]	ϵ [MeV]
NaJ	2.56	12.5
Bleiglas(SF6)	1.7	11.8
BGO	1.12	8.8
Pb	0.56	6.9
W	0.35	7.6
U	0.32	6.0
Szintillator	42.4	85.4

Tabelle 2.1: Strahlungslänge und kritische Energie einiger Materialien.

dar. Sie besitzen eine geringe Bauhöhe, sind unempfindlich gegen Magnetfelder und zeigen eine hohe zeitliche Signalstabilität. Sie haben jedoch den Nachteil, daß sie zusammen mit dem benötigten Verstärker ein höheres Rauschen aufweisen als ein Photomultiplier. Tabelle 2.2 zeigt den Vergleich zwischen beiden Nachweissystemen.

2.4.1 BGO-Kalorimeter mit Photodioden-Auslese

Die in der vorliegenden Arbeit aufgebaute und untersuchte kalorimetrische Komponente des LAT ist ein homogenes Kalorimeter aus BGO, dessen Fluoreszenzlicht mit Photodioden ausgelesen wird. Die einzelnen Teile des Kalorimeters, bestehend aus BGO, Photodioden und Signalverarbeitungssystem werden im folgenden näher beschrieben.

2.4.1.1 BGO

BGO ist ein Einkristall aus Wismut-Germanium-Oxid ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) und stellt aufgrund seiner kurzen Strahlungslänge von nur 11.2 mm ein kompaktes Schauerzählermaterial dar. Es ist im Gegensatz zu NaJ, einem zu BGO vergleichbaren homogenen Kalorimetermaterial, nicht hygroskopisch und besitzt eine mit Glas vergleichbare Bruchfestigkeit, während NaJ spröde ist. BGO läßt sich daher bedeutend einfacher handhaben als NaJ.

Das Maximum des Anregungsspektrums liegt bei 290 nm und das des Emissionsspektrums bei 480 nm. Da beide Spektren sich durch die große Stokes-Verschiebung nicht überlappen, ist BGO transparent für sein eigenes Szintillationslicht (siehe Abbildung 2.10). Für die Fluoreszenz ist der Übergang $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$ des Bi^{+++} -Ions verantwortlich.

BGO hat nur 10% der Lichtausbeute von NaJ, was jedoch für Photodiodenauslese ausreichend hoch ist. Dafür hat BGO gegenüber NaJ eine besser an die in dieser Arbeit verwendeten Photodioden angepaßte Emissionswellenlänge und damit höhere Quantenausbeute.

Die Intensität des Szintillationslichts ist abhängig von der Temperatur des BGO-Kristalls. Unterhalb von 200 K verändert sich die Intensität mit der Temperatur nicht. Oberhalb von 200 K fällt die Intensität mit steigender Temperatur. Zwischen 10°C und 55°C besitzt die Lichtausbeute einen Temperaturgradienten von $-1.2\%/^\circ\text{C}$.

Tabelle 2.3 zeigt einen Vergleich der Eigenschaften von BGO und NaJ.

Eigenschaften	Photodiode	Photomultiplier
Quantenausbeute bei 480nm	60-70%	10-15%
Signalanstiegszeit	15ns-3 μ s	2-50ns
Dynamischer Bereich	10 ⁸	10 ⁴
Rauschäquivalent	0.3-5 MeV	20-50 KeV
Nachverstärkung	mit Verstärker hoher Güte	nicht notwendig
Bauhöhe	≤ 1 cm	≥ 6 cm
Magnetfeldabhängig	nein	ja
Stabile Hochspannung erforderlich	nein	ja
Handhabung	einfach	Schutz vor Lichtschäden

Tabelle 2.2: Vergleich zwischen Photodiode und Photomultiplier.

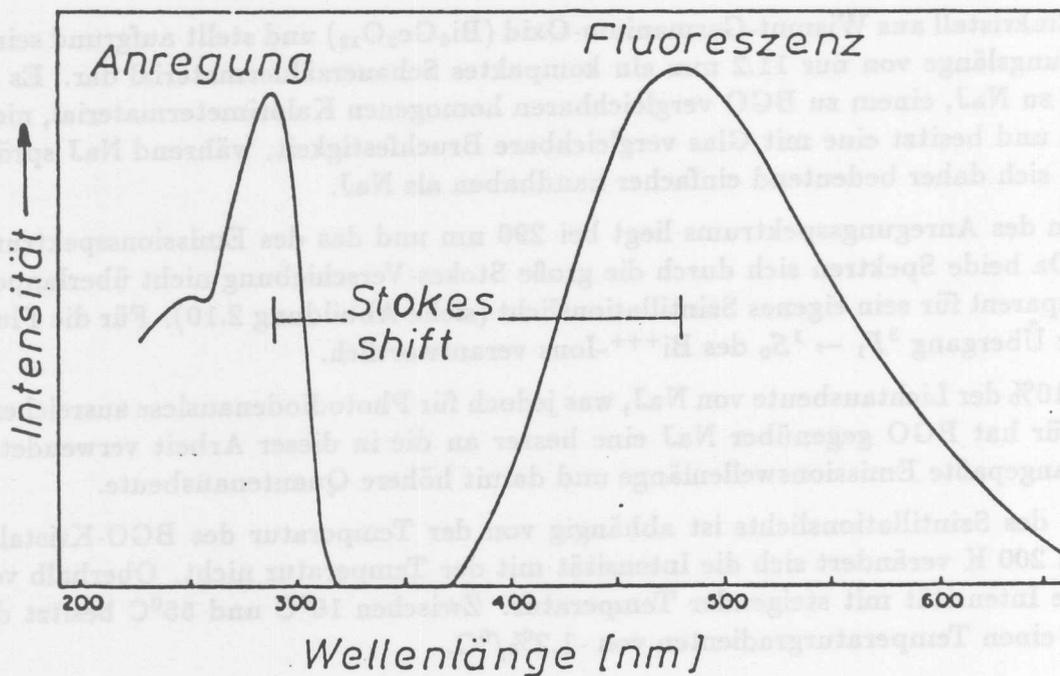


Abbildung 2.10: Anregungs- und Emissionsspektrum von BGO.

Eigenschaften	BGO	NaJ
Dichte	7.13 g/cm ³	3.67 g/cm ³
Brechungsindex	2.13	1.85
Hygroskopisch	nein	ja
Stabilität	wie Glas	spröde
Strahlungslänge	1.12 cm	2.56 cm
Molière-Radius	2.24 cm	4.4 cm
Kritische Energie	10.5 MeV	12.5 MeV
Wellenlänge	480 nm	420 nm
Lichtausbeute rel.	≈10%	100%

Tabelle 2.3: Vergleich der Eigenschaften von BGO und NaJ.

2.4.1.2 Photodioden

ALLGEMEIN

Aufgrund des geringen verfügbaren Platzes und des hohen Magnetfelds am Ort des LAT im CELLO-Detektor sollte das BGO-Kalorimeter mit Photodioden ausgelesen werden. Einfache Photodioden bestehen aus zwei Schichten eines Siliziumsubstrats, von denen die eine n-dotiert und die andere p-dotiert ist.

Beim n-Dotieren werden Fremdatome, die ein Elektron mehr in ihrer äußeren Schale haben als Silizium (z.B. Arsen) in das Grundsubstrat eingebracht. Die Atome gehen jeweils vier kovalente Bindungen mit ihren Nachbarn ein. Die Arsenatome besitzen damit jeweils ein überschüssiges, nur leicht gebundenes Elektron. Das bedeutet im Bändermodell die Entstehung von Donatorniveaus nahe des Leitungsbandes. Die Energielücke zwischen beiden ist so klein, daß schon bei Zimmertemperatur Elektronen in das Leitungsband gehoben werden und dort frei beweglich sind.

Im p-dotierten Silizium befinden sich Fremdatome, wie Bor, mit nur drei Elektronen in der äußeren Schale im Grundsubstrat. Es entstehen Akzeptorniveaus in der Nähe des Valenzbandes, die bei Zimmertemperatur von Elektronen des Valenzbandes besetzt werden. Dadurch werden frei bewegliche "Löcher" im Valenzband erzeugt.

Bringt man n- und p-dotiertes Silizium in Kontakt, so werden sich die unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen durch thermische Diffusion von Elektronen in die p-dotierte Schicht und von "Löchern" in die n-dotierte Schicht auszugleichen versuchen. Gleichzeitig bauen die zunehmenden, zurückbleibenden, ortsfesten Ionenrümpfe ein elektrisches Feld auf, das der weiteren Ladungsträgerdiffusion entgegenwirkt. Es stellt sich ein Gleichgewicht ein und die Diffusion wird gestoppt. Im n-dotierten Bereich bleiben ortsfeste positive Ionenrümpfe zurück und im p-dotierten Bereich bleiben ortsfeste negative Ionenrümpfe zurück. Im Übergangsbereich entsteht eine an freien Ladungsträgern verarmte Schicht, die Verarmungszone genannt wird.

Die Funktion der Photodioden beruht auf dem photovoltaischen Effekt. Eintreffende Photonen mit einer Energie, die größer als die Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband ist, heben Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband. Es bleibt ein "Loch" im Valenzband zurück. Es werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, die in der p- und n-Schicht

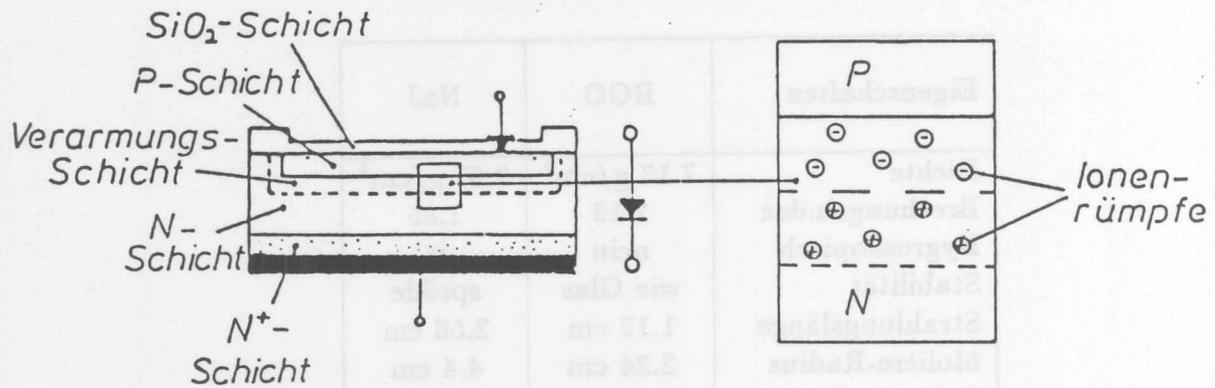


Abbildung 2.11: Aufbau einer Si-PIN-Photodiode.

rekombinieren. In der Verarmungszone erzeugte Elektron-Loch-Paare werden vom dortigen elektrischen Feld getrennt. Die Elektronen wandern in die n-Schicht und die Löcher in die p-Schicht. Die Ladungstrennung führt zu überschüssigen Ladungsträgern in der p- und n-Schicht und verursacht eine Änderung der Potentialdifferenz, die über an den Oberflächen der p- und n-Schicht angebrachten Metallkontakten abgegriffen werden kann.

SI-PIN-PHOTODIODEN

Effektivität und Empfindlichkeit einer Photodiode werden durch ihre Bauart bestimmt und hängen von der Wellenlänge der Photonen ab. Die am BGO-Kalorimeter eingesetzten Photodioden sind Si-PIN-Photodioden, deren Grundsubstrat und Dotierungsschichtfolge ihnen ihren Namen geben. Das Grundsubstrat ist schwach n-dotiertes Silizium, das auf der einen Seite hoch p-dotiert und auf der anderen Seite hoch n-dotiert ist. Die in der Mitte verbleibende schwach n-dotierte Schicht wird "intrinsic zone" oder I-Schicht genannt.

Abbildung 2.11 zeigt die Bauweise derartiger Photodioden. Die dem Licht zugewandte hochdotierte p-Schicht ist sehr dünn ausgeführt. Damit erhöht sich die Empfindlichkeit für Photonen mit kurzer Wellenlänge. Sie ist zum Schutz und zur Reduktion von Dunkelströmen mit einer dünnen SiO_2 -Schicht bedeckt.

Mit der darauf folgenden schwach n-dotierten I-Schicht wird eine breite Verarmungszone erzielt. Eine in Sperrichtung angelegte Vorspannung verbreitert die Verarmungszone über die gesamte Tiefe der I-Schicht, womit drei Vorteile verbunden sind:

1. Der sensitive Bereich vergrößert sich und damit auch die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen (siehe dazu Abbildung 2.12).
2. Durch die verbreiterte Verarmungszone besitzt die Photodiode eine geringere Kapazität und verursacht in Kombination mit dem Verstärker einen kleineren Rauschbeitrag.
3. Die Vorspannung erhöht das elektrische Feld in der Verarmungszone. Die Driftzeiten der Elektronen und "Löcher" verkürzen sich, womit sich die Anstiegszeiten der Signale verkürzen und die Rekombinationswahrscheinlichkeit sinkt.

Mit der in Sperrichtung angelegten Vorspannung sind jedoch Ströme verbunden, die das Rauschen des Photodioden-Verstärkersystems erhöhen. Neben den durch moderne Herstel-

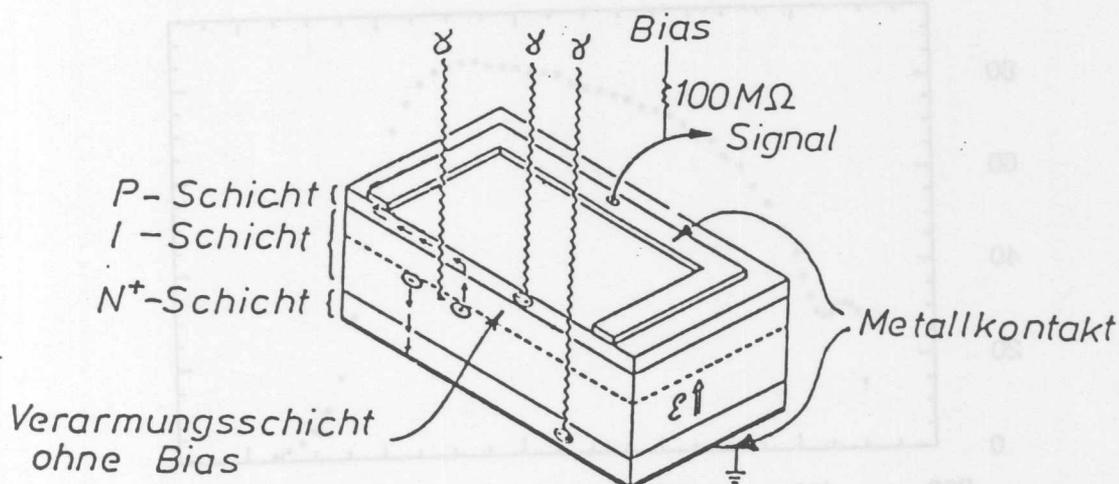


Abbildung 2.12: Funktion einer völlig verarmten Si-PIN-Photodiode [LOR82]

lungsverfahren vernachlässigbaren Leck- und Oxidströmen gibt es noch Diffusions- und Generationsströme.

Der Diffusionsstrom wird durch Elektronen im Leitungsband der p-dotierten Schicht und "Löcher" im Valenzband der n-dotierten Schicht verursacht und ist proportional zur Anzahl dieser Minoritätsträger, aber umgekehrt proportional zur Dotierungskonzentration (Majoritätsträger). Um einen minimalen Diffusionsstrom zu erzielen, muß die n-Schicht demnach hoch n-dotiert sein. Eine breite Verarmungszone verlangt jedoch nach einer schwachen Dotierung der n-Schicht. Eine Absenkung des Diffusionsstroms auf einen vernachlässigbaren Wert wird schon durch eine hoch n-dotierte Oberfläche der schwach dotierten n-Schicht erreicht. Damit verbleibt die breite, schwach dotierte n-Schicht (I-Schicht), in der sich die vorteilhaft breite Verarmungszone ausbilden kann.

Der Generationsstrom entsteht aufgrund von Störstellen (Energieniveaus im verbotenen Band), die es im Halbleiter immer gibt. Er nimmt mit der Anzahl der Störstellen zu und ist die bestimmende Ursache für den Sperrstrom.

Die spektrale Empfindlichkeit des eingesetzten Photodiodentyps S1790 von Hamamatsu ist in der Abbildung 2.13 gezeigt. Bei großen Wellenlängen ist sie durch die Bandlücke von Silizium beschränkt und bei kleinen Wellenlängen durch die steigende Absorption von Photonen in der p-Schicht. Die Quantenausbeute ist ein Maß für die Empfindlichkeit und steht für die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photon ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Im Emissionsmaximum von BGO (480nm) beträgt die Quantenausbeute 62%. Über das gesamte Emissionsspektrum von 400nm bis 650nm liegt die Quantenausbeute zwischen 40% und 80%.

Das kleinste noch nachweisbare Lichtsignal wird durch die Höhe des Rauschpegels des elektronischen Auslesesystems begrenzt. Bedeutende Rauschbeiträge liefern die Photodiode und der Eingangs-FET. Beide zeigen ein hochfrequentes, thermisches Rauschen aufgrund von Fluktuationen der Ladungsträgerdichte am p-n-Übergang. Das Rauschen nachfolgender elektronischer Komponenten kann aufgrund der hohen ersten Verstärkung des Eingangs-FET vernachlässigt werden. Detaillierte Untersuchungen zum Verstärkerrauschen sind in der Arbeit

Quantenausbeute [%]

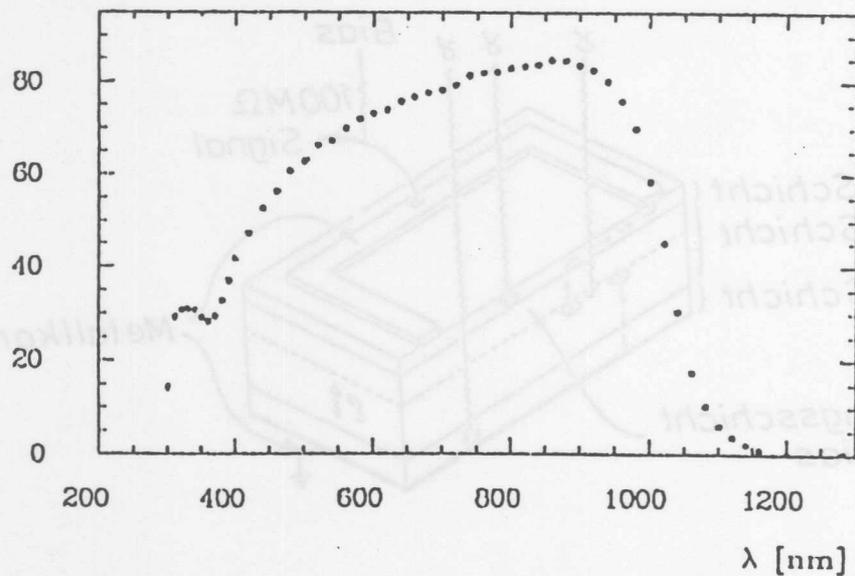


Abbildung 2.13: Quantenausbeute als Funktion der Wellenlänge für die Diode Hamamatsu S1790 [HAM83]

von [STR84] zu finden.

Wie bereits oben erwähnt, vergrößert sich das Rauschsignal mit steigender Kapazität am Vorverstärkereingang. Ebenso wie die Signalkabelverbindung stellt auch die Photodiode eine Kapazität dar, deren Größe von der Größe der lichtempfindlichen Fläche der Photodiode und der Breite ihrer Verarmungszone abhängt. Durch Verkleinern der Photodiodenfläche wird ihre Kapazität und damit ihr Rauschbeitrag kleiner, aber auch das eigentliche Meßsignal. Verkürzen der Signalkabelverbindungen zwischen der Photodiode und dem Vorverstärker und Erhöhen der Vorspannung an der Photodiode vermindern die Kapazität am Eingangs-FET und damit auch den Rauschpegel. Eine Erhöhung der Vorspannung hat jedoch größere Dunkelströme in der Photodiode zur Folge, die den Rauschpegel anheben. Das heißt, es gibt einen optimalen Vorspannungswert, bei dem die Rauschbeiträge von Kapazität und Dunkelströmen zusammengenommen ein Minimum ergeben. Messungen an der Photodiode S1790, wie sie die Abbildung 2.14 von [FRE84] illustriert, zeigen, daß das Verstärkerrauschen bereits bei einer Vorspannung von 11 Volt auf einen minimalen Wert abgesunken ist und mit steigender Vorspannung bis 30 Volt nicht weiter ansteigt. Die Photodiode AE 968 zeigt im Vergleich eine schlechtere Charakteristik. Der abfallende Teil der Rauschkurve ist flacher und das Rauschminimum wird demzufolge erst bei einer sehr hohen Bias von 60 Volt erreicht. Der erneute Anstieg des Rauschens ab 80 Volt, aufgrund von Dunkelströmen, ist gut zu erkennen.

Weitere Messungen von [FRE84] an der in dieser Arbeit benutzten Photodiode S1790 zeigen das Verhalten von Kapazität und Dunkelströmen der Photodiode bei Veränderung der Vorspannung (siehe dazu die Abbildungen 2.15 und 2.16) und damit die guten Eigenschaften der Photodiode S1790 für ihren Einsatz im BGO-Kalorimeter.

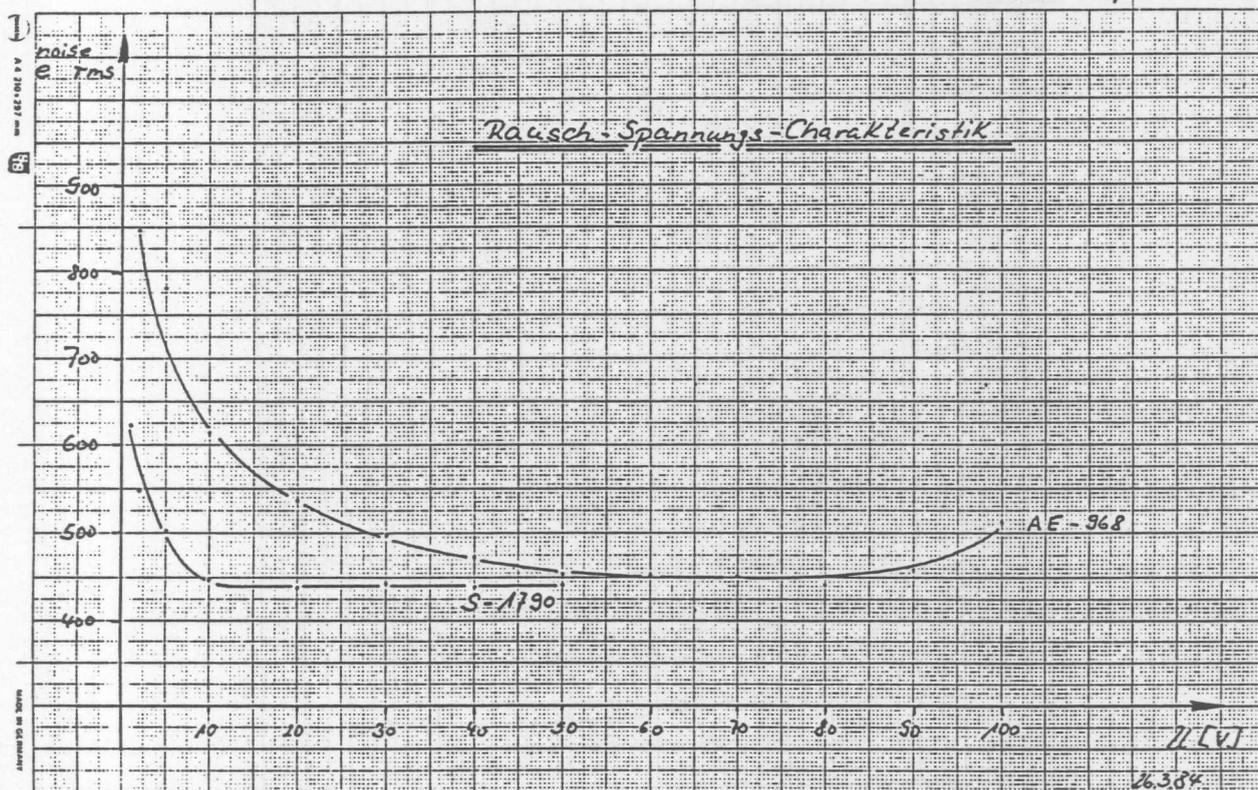


Abbildung 2.14: Rausch-Spannungs-Charakteristik der Photodioden S1790 und AE-968 [FRE84]

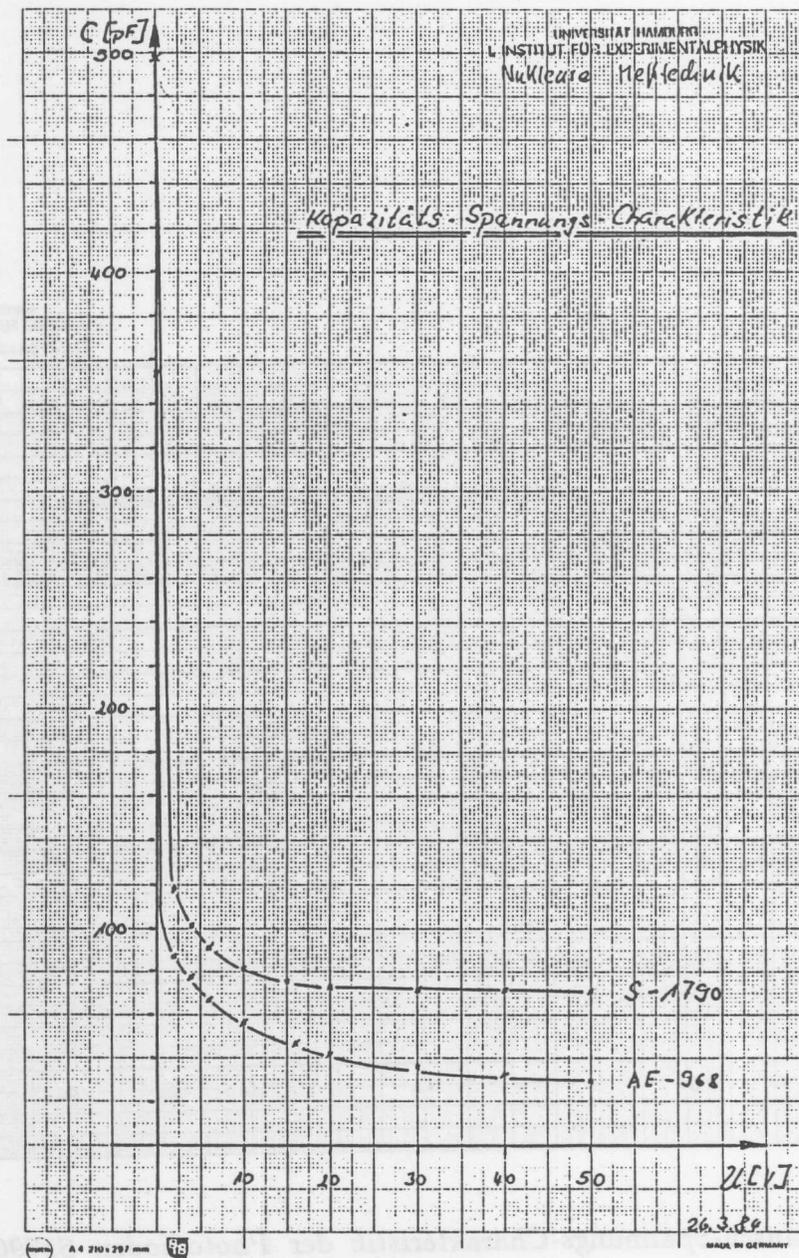


Abbildung 2.15: Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik der Photodioden S1790 und AE-968 [FRE84]

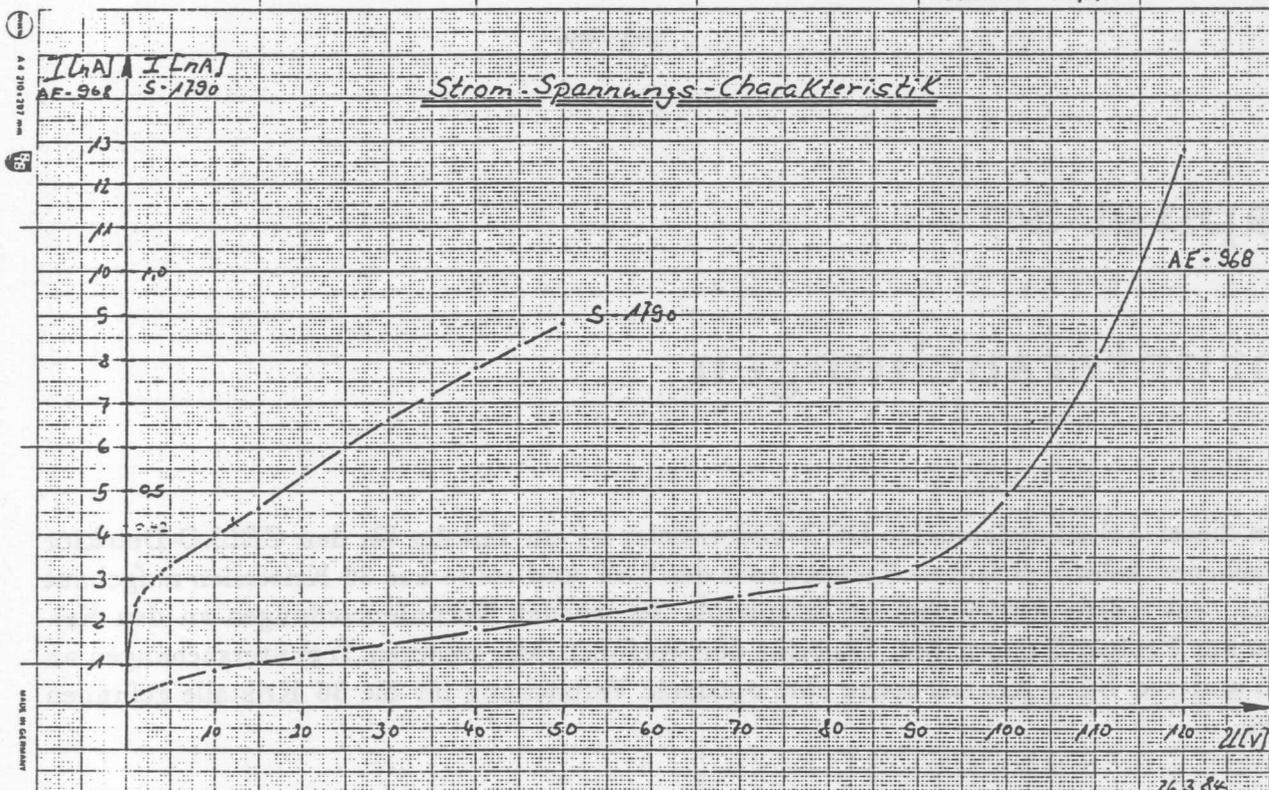


Abbildung 2.16: Strom-Spannungs-Charakteristik der Photodioden S1790 und AE-968 [FRE84]

2.4.1.3 Signalverarbeitung

Die Signalverarbeitung, beim Kalorimeter beginnend, läßt sich in fünf Abschnitte gliedern:

- Kalorimeter
- Photodiode
- Vorverstärker
- Hauptverstärker
- Analog-Digital-Converter (ADC)

Das im Kalorimeter erzeugte Szintillationslicht wird von einer Photodiode ausgelesen. Diese erzeugt eine der Lichtintensität proportionale Ladungsmenge. Die Ladungen gelangen über einen Kondensator auf einen Feld-Effekt-Transistor (FET) im Eingang eines ladungsintegrierenden Vorverstärkers. Am Ausgang entsteht ein Spannungspuls, dessen Größe der Ladungsmenge am Eingang proportional ist. Ein pulsformender Hauptverstärker verarbeitet den Spannungspuls zu einem gaußförmigen Signal, das von einem pulshöhenempfindlichen ADC analysiert wird.

Kapitel 3

Voruntersuchungen

Das in dieser Arbeit untersuchte BGO-Kalorimeter ist ein Teil der für den CELLO-Detektor vorgesehenen kalorimetrischen Komponente des LAT und sollte aus 36 Kristallen aufgebaut werden, was einem Achtelsegment entspricht. Es wurden Voruntersuchungen an den Kristallen zur Protokollierung ihrer Qualität durchgeführt. Mit weiteren Voruntersuchungen an einem anderen BGO-Kristall sollte eine optimale Verpackung für die 36 Kristalle gefunden werden.

3.1 Qualitätsmessungen

Die 36 BGO-Kristalle wurden von drei Herstellern ([CRI], [HAR], [NKK]) mit einer Länge von 20 cm, entsprechend 17.9 Strahlungslängen bezogen. Die Querschnittsfläche der sechs verschiedenen Kristalltypen reicht von 1.2 cm^2 bis 2.8 cm^2 (siehe Abbildungen 3.1 und 3.2). Alle Kristallflächen waren poliert.

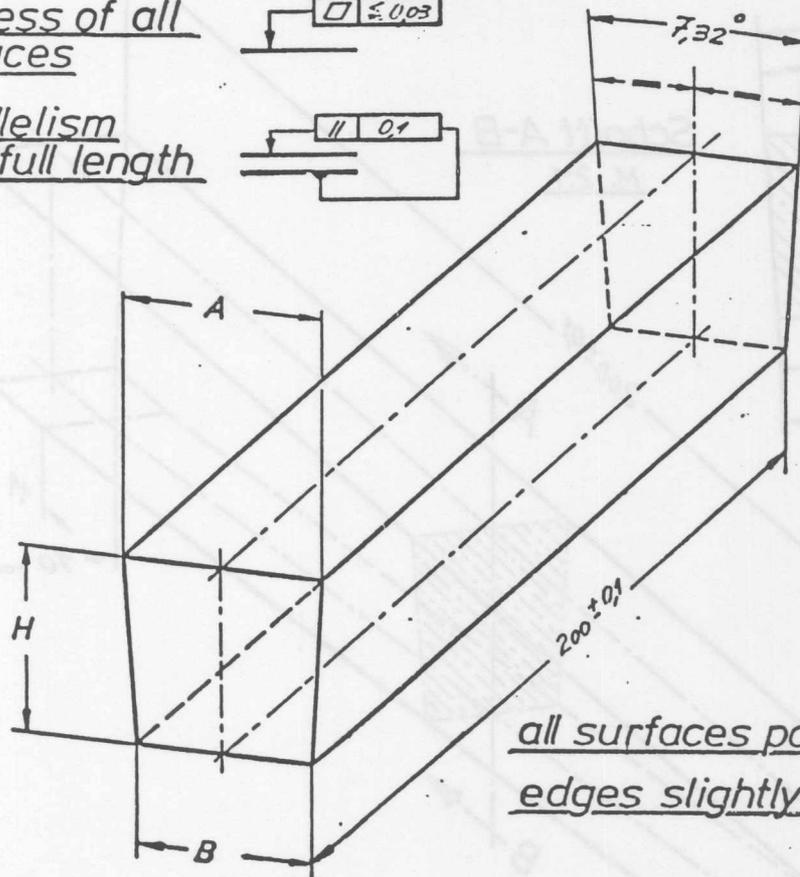
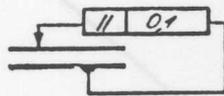
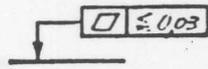
In den Arbeiten von [BIE84] und [RIE84] wird auf starke Qualitätsunterschiede zwischen einzelnen BGO-Kristallen hingewiesen. Ein Maß für die Güte von BGO-Kristallen ist, neben dem Fehlen von sichtbaren Einschlüssen, die Energieauflösung und die Uniformität der Lichtausbeute über die Kristalllänge. Die Energieauflösung und die Uniformität einzelner Kristalle werden durch Einschlüsse und Inhomogenitäten, die während des Wachstumsprozesses bei der Herstellung der BGO-Kristalle entstehen können, negativ beeinflusst.

Um extrem große Qualitätsunterschiede bei den für diese Arbeit benutzten BGO-Kristallen ausschließen zu können, wurde von den drei Herstellern die Einhaltung von Grenzwerten der Energieauflösung und der Uniformität mit einer vorgeschriebenen Meßmethode gefordert. Die im folgenden beschriebenen Untersuchungen nach der festgelegten Meßmethode dienen der Qualitätskontrolle und der Protokollierung der Eigenschaften jedes einzelnen Kristalls. Mit der Kenntnis der Uniformitätskurve läßt sich im laufenden CELLO-Experiment mit Hilfe von kosmischen Myonen und Bhabha-Ereignissen, nach dem in der Arbeit von [WIT84] beschriebenen Verfahren, eine absolute Energieeichung der Signale der BGO-Kristalle vornehmen.

enclosure 1

flatness of all surfaces

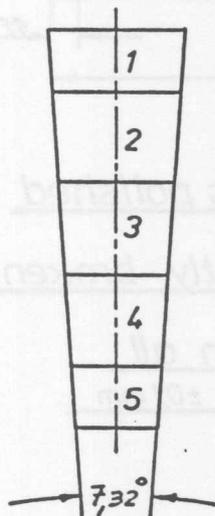
parallelism over full length



all surfaces polished
edges slightly broken

dimensions

tolerance on all dimensions
 $\pm 0,1\text{mm}$



BGO-N ^o	A [mm]	B [mm]	H [mm]
1	20,9	19,6	10,1
2	19,6	17,55	15,1
3	17,65	15,7	15,1
4	15,7	13,75	15,1
5	13,75	12,45	10,1

BGO Prisma N^o 1-5

Universität Hamburg

26. IV 83

Abbildung 3.1: BGO-Kristalle Typ 1 bis 5.

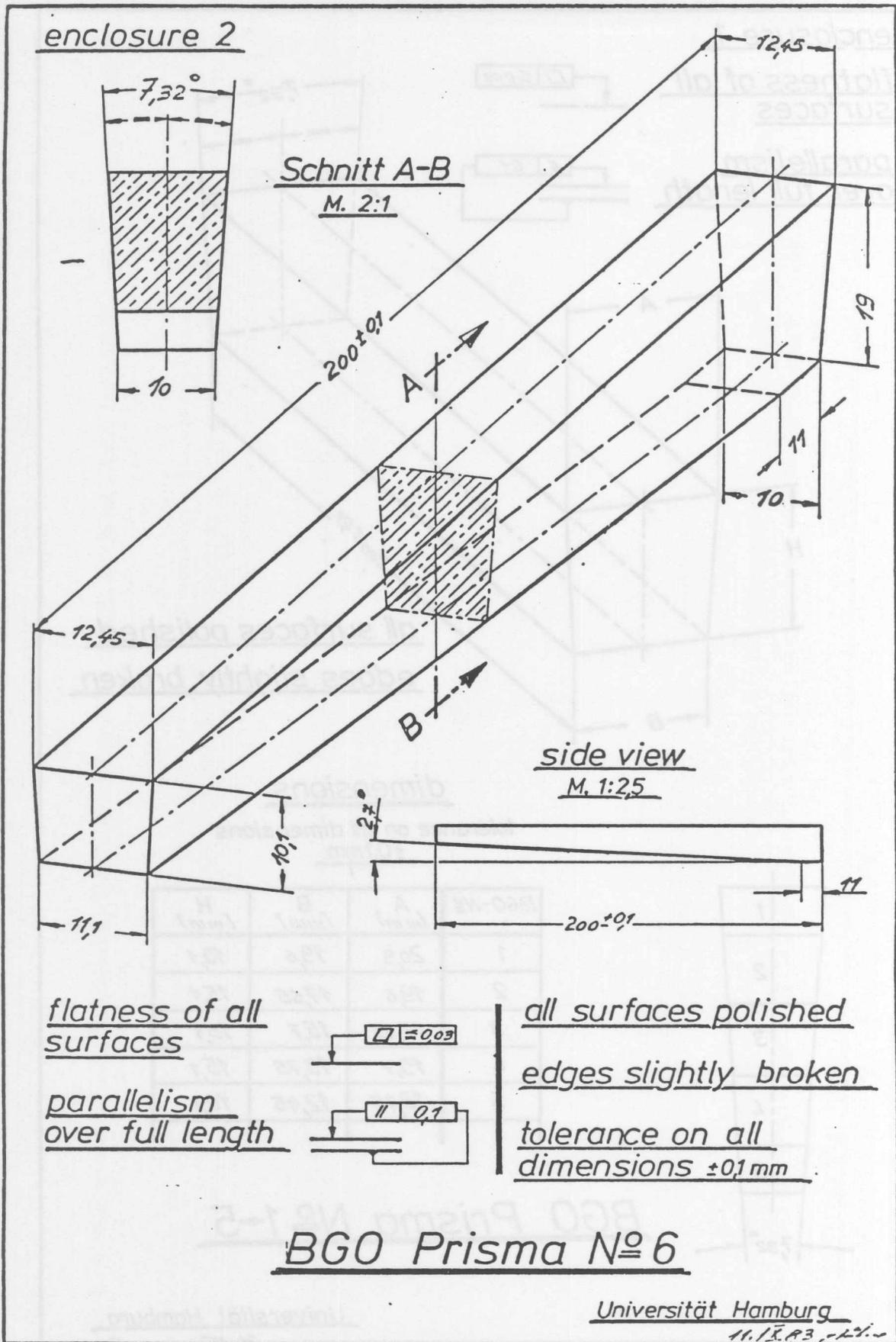


Abbildung 3.2: BGO-Kristall Typ 6.

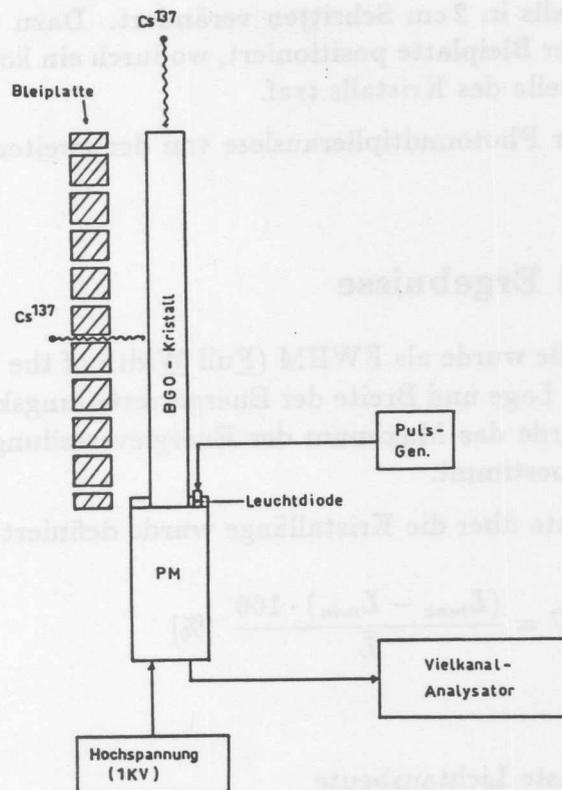


Abbildung 3.3: Versuchsaufbau und Ausleseelektronik des Qualitätstests.

3.1.1 Versuchsaufbau und Elektronik

Der Versuchsaufbau und die Elektronik sind in Abbildung 3.3 gezeigt. Der BGO-Kristall wurde aufrecht stehend mit der Photokathode eines Photomultipliers (R268 von Hamamatsu) durch optisches Fett (Rhodorsil huile 47V) gekoppelt und mit zwei Lagen Tedlar-Folie (200 BS 30 WH) verpackt. Um Einflüsse auf die Messung durch eine ortsabhängige Sensitivität der Photokathode auszuschließen, wurde die Lage der BGO-Kristalle mit einer Schablone auf der Photokathode fixiert. Die Stabilität des Photomultipliers wurde mit einer Leuchtdiode regelmäßig kontrolliert. Dieser Aufbau wurde mit einer lichtdichten Haube versehen.

Neben dem BGO-Kristall wurde in einem Abstand von etwa 2.5 cm eine 2.5 cm dicke Bleiplatte aufgestellt. Sie war mit Löchern von 6 mm Durchmesser in Abständen von 2 cm versehen. Die Lochreihe war parallel zur Kristallängsachse ausgerichtet. Der Lichtauslese diente ein Photomultiplier, dessen Signal auf einen Vielkanalanalysator (SERIES 35 von Canberra) mit eingebautem ladungsintegrierenden Vorverstärker, pulsformendem Hauptverstärker, ADC und Bildschirm gelangte.

3.1.2 Durchführung der Messungen

Für sämtliche Untersuchungen wurde mit einem ^{137}Cs -Präparat mit einer Aktivität von $10\mu\text{Ci}$ gearbeitet, dessen 662 KeV γ -Linie mit den BGO-Kristallen gemessen wurde. Zur Bestimmung der Energieauflösung war das Präparat in 5 cm Entfernung direkt über dem Kristall angebracht. Für die Uniformitätsmessungen wurde der Ort des Präparats entlang

der Längsachse des BGO-Kristalls in 2 cm Schritten verändert. Dazu wurde das Präparat vor jeweils eines der Löcher in der Bleiplatte positioniert, wodurch ein kollimierter Strahl von γ -Quanten auf eine definierte Stelle des Kristalls traf.

Alle Messungen wurden, mit der Photomultiplierauslese von der zweiten Endfläche des Kristalls, wiederholt.

3.1.3 Auswertung und Ergebnisse

Die Energieauflösung der Kristalle wurde als FWHM (Full Width of the Distribution at Half Height of the Maximum) aus der Lage und Breite der Energieverteilungskurve bestimmt. Zur Berechnung der Uniformität wurde das Maximum der Energieverteilung (Lichtausbeute L) für jede Position des Präparats bestimmt.

Die Uniformität der Lichtausbeute über die Kristalllänge wurde definiert als:

$$U = \frac{(L_{max} - L_{min}) \cdot 100}{\bar{L}} \quad [\%] \quad (3.1)$$

- L_{max} = Höchste Lichtausbeute
- L_{min} = Niedrigste Lichtausbeute
- \bar{L} = Über die Kristalllänge gemittelte Lichtausbeute

Die auf diese Art ermittelten Ergebnisse der Energieauflösung und der Uniformität sind in der Tabelle 3.1 für alle Kristalle zusammengefaßt. Sie zeigt für die Kristalltypen 1 bis 5 Unterschiede in der Energieauflösung von bis zu 10% innerhalb eines Kristalltyps (Typ 5). Auch die Uniformität weicht bei den Kristalltypen 1 bis 5 mit bis zu 31.4% (Typ 5) stark voneinander ab. Die Ergebnisse jeweils eines einzelnen Kristalls der Typen 1 bis 5, der entweder von der einen Endfläche oder von seiner zweiten Endfläche durch den Photomultiplier ausgelesen wurde, zeigen ebenfalls Abweichungen von bis zu 2.4% in der Energieauflösung (Kristall 1.4) und bis zu 11.4% in der Uniformität (Kristall 5.2). Zur Optimierung beim Aufbau von Kalorimetern mit BGO-Kristallen ähnlicher Symmetrie sollte dieser Effekt berücksichtigt werden.

Die geforderte Energieauflösung von $\text{FWHM} \leq 23\%$ wurde bis auf eine Ausnahme (Kristall 5.2) von den Herstellern eingehalten. Diese Aussage gilt jedoch nur, wenn der bessere Wert von beiden Ausleseseiten zur Beurteilung herangezogen wird. Für die Kristalltypen 1 bis 5 ist das ohne Belang, da sie aufgrund ihrer Symmetrie sowohl von der einen als auch von der anderen Seite ausgelesen werden können. Für den Kristalltyp 6 ist die Seite mit der kleineren Endfläche die im Kalorimeter vorgesehene Ausleseseite. In diesem Fall liegen die Werte für die Energieauflösung bei sämtlichen Kristallen des Typs 6 über dem geforderten Wert. Es werden Energieauflösungen von $\text{FWHM} = 24.2\%$ bis zu $\text{FWHM} = 33.7\%$ erreicht.

Die geforderte Uniformität von $U \leq 14\%$ wurde mit fünf Ausnahmen eingehalten. Zu den Ausnahmen gehören zwei Kristalle des Typs 5 und drei Kristalle des Typs 6.

Kristall	Energieauflösung FWHM [%]		Uniformität [%]		Bemerkungen
	Seite 1	Seite 2	Seite 1	Seite 2	
1.1	18.7	17.3	4.8	8.8	
1.2	18.4	18.4	12.2	6.5	
1.3	18.3	18.1	8.6	7.8	
1.4	23.2	20.8	18.0	10.9	beschädigt
1.5	19.3	19.9	10.1	8.2	
1.6	18.1		4.8		
2.1	17.8	18.1	6.7	4.5	
2.2	20.5	20.2	6.6	8.6	Einschlüsse
2.3	18.5	18.5	6.4	5.8	
2.4	18.5	18.6	5.1	6.3	
2.5	19.1	18.5	9.2	6.4	Einschlüsse
2.6	16.4	16.0	7.4	4.4	
3.1	17.8	17.9	8.6	5.7	
3.2	18.2	18.6	6.6	7.2	
3.3	19.1	17.4	7.6	7.2	
3.4	17.9	17.6	5.3	6.7	
3.5	17.8	17.3	8.8	6.8	
3.6	17.2	17.0	6.7	7.1	
4.1	18.6	18.6	7.9	9.6	Einschlüsse
4.2	19.5	18.4	9.1	10.5	
4.3	18.7	19.1	11.7	12.1	
4.4	18.1	18.6	9.2	8.8	
4.5	19.6	20.4	11.8	7.0	
4.6	18.9	19.6	11.9	11.9	Einschlüsse
5.1	18.4	18.4	11.7	7.3	Beschädigt
5.2	26.3	27.2	27.2	38.6	Einschlüsse
5.3	23.4	21.3	24.6	16.0	Einschlüsse
5.4	20.9	19.6	9.9	11.3	Beschädigt und teilweise nicht poliert
5.5	20.6	19.3	14.3	9.4	Beschädigt und Einschlüsse
5.6	17.2	18.0	8.9	7.1	
6.1	26.8	20.9	69.9	27.9	Beschädigt und Einschlüsse
6.2	28.1	21.4	71.9	29.9	Einschlüsse
6.3	33.7	19.7	82.0	12.4	Einschlüsse
6.4	26.1	22.4	58.8	12.0	
6.5	24.2	21.9	53.1	20.9	
6.6	33.5	21.3	96.1	10.0	Beschädigt und Einschlüsse

Tabelle 3.1: Energieauflösung und Uniformität der Lichtausbeute der Einzelkristalle. Die erste Ziffer der Kristallnummer gibt den Kristalltyp an.

Hersteller: NKK: Typ 1 und 2, Crismatec: Typ 3 und 4, Harshaw: Typ 5 und 6.

3.2 Verpackungstest

Das in einem BGO-Kristall durch Szintillationsprozesse erzeugte Licht gelangt auf direktem Weg oder über einfache und mehrfache Reflektion an den Kristallgrenzen auf eine an einem Ende des Kristalls angebrachte Photodiode. Durch seine hohe Dichte hat BGO einen hohen Brechungsindex von $n = 2.13$. Damit findet der größte Teil des Szintillationslichts über die Totalreflektion zur Photodiode. Der Teil des Lichts, der unter einem Winkel von weniger als 27.8° zum Lot der Kristallfläche auf die Grenzschicht BGO/Luft trifft, kann den Kristall verlassen und geht der Auslese in dem Kristall, in dem es erzeugt wurde, verloren. Es kann im Fall einer BGO-Matrix in einen benachbarten Kristall gelangen und einen Schauer simulieren, der dort nicht stattgefunden hat. Dieser Effekt des Übersprechens kann durch optische Separation der einzelnen Kristalle durch eine Verpackung oder Beschichtung vermieden werden. Eine optimale Verpackung soll die Eigenschaft besitzen, das Szintillationslicht dem lichterzeugenden Kristall zu 100% zurückzugeben, wodurch die Lichtausbeute in dem betreffenden Kristall maximiert wird.

Eine Verpackung erfüllt damit zwei Aufgaben:

- Verhindern von optischem Übersprechen des Szintillationslichts in Nachbarkristalle
- Erhöhen der Lichtausbeute im lichterzeugenden Kristall

An die Verpackung der BGO-Kristalle werden eine Reihe von Anforderungen gestellt, die im folgenden aufgeführt und erläutert werden sollen:

1. Lichtundurchlässigkeit
2. Hohe Reflektivität bei $\nu = 480 \text{ nm}$
3. Dicke der Verpackung: $d \leq 50 \mu\text{m}$
4. Rauhe Oberfläche

1. Lichtundurchlässigkeit

Die Verpackung soll lichtundurchlässig sein, um optisches Übersprechen in Nachbarkristalle zu verhindern.

2. Reflektivität

Die Verpackung soll eine hohe Reflektivität bei 480 nm besitzen, um die Lichtausbeute zu maximieren. Mit der Erhöhung der Lichtausbeute wird zum einen die Energieauflösung durch die höhere Photonenstatistik verbessert und zum anderen die untere Nachweisgrenze für niederenergetische Teilchen, deren Lichtsignale im Rauschen des Nachweissystems noch meßbar sind, erniedrigt.

Nr.	Verpackung	Dicke [μm]	Lichtausbeute [%]
1	Titandioxydfarbe + Mylar-Folie	50	100
2	Harshaw-Folie	350	97.2
3	Titandioxydfarbe + Aluminium-Folie	70	89.1
4	Schreibmaschinenpapier + Aluminium-Folie	125	85.6
5	Titandioxydfarbe + Schreibmaschinenpapier	95	84.1
6	Tedlar-Folie 200 BS 30 WH	50	80.1

Tabelle 3.2: Lichtausbeute eines BGO-Kristalls mit verschiedenen Verpackungen, normiert auf die Lichtausbeute eines Kristalls mit der Verpackung 1.

3. Dicke der Verpackung

Bei der Realisierung des BGO-Kalorimeters für den CELLO-LAT sollte der nicht-sensitive Raum zwischen den Kristallen nicht breiter als $100\ \mu\text{m}$ sein. Damit wird der Anteil der Teilchen, deren Flugbahn sich überwiegend in den Lücken zwischen den Kristallen befindet und die damit dem Nachweis verlorengelangen, auf ein Minimum reduziert. Aus dieser Forderung ergibt sich für die maximal zulässige Dicke der Verpackung ein Wert von $50\ \mu\text{m}$.

4. Oberfläche der Verpackung

Untersuchungen [WIT84] zeigen, daß die Verpackung die Totalreflektion an den Kristallgrenzen so wenig wie möglich durch direkten Kontakt zerstören darf. Aus diesem Grund wird eine Verpackung mit rauher Oberfläche gefordert.

Der hier vorgestellte Verpackungstest galt der Suche nach einer alle Bedingungen erfüllenden optimalen Verpackung. Aus Erfahrungen mit verschiedenen Verpackungen kristallisierte sich die Bedeutung der Titandioxydfarbe mit ihrer sehr hohen Reflektivität und von Aluminium mit seiner hohen Reflektivität und Lichtundurchlässigkeit heraus.

Die Untersuchungen an einem BGO-Kristall der Größe $1 \times 1 \times 15\ \text{cm}^3$ mit den in der Tabelle 3.2 aufgeführten Verpackungen sollen hier vorgestellt werden.

Das in der Tabelle erstgenannte Material ist die innere Schicht der Verpackung. Die Titandioxydfarbe (NE 560 von Nuclear Enterprise) ist eine Dispersionsfarbe, die mit einer Dicke von etwa $20\ \mu\text{m}$ auf die Folien aufgetragen wurde. Bei der $30\ \mu\text{m}$ dicken Mylar-Folie handelt es sich um eine beidseitig mit Aluminium verspiegelte Kunststoffolie. Die Harshaw-Folie ist eine von der Firma Harshaw-Chemie [HAR] für BGO-Kristalle hergestellte Verpackung. Sie besteht innen aus einem weißlichen Material und ist außen mit einer verspiegelten Folie umgeben. Detaillierte Angaben zum verwendeten Material waren von Harshaw-Chemie nicht erhältlich.

3.2.1 Versuchsaufbau und Elektronik

Es wurde der gleiche Versuchsaufbau wie für die Qualitätsmessungen verwendet.

3.2.2 Durchführung der Messungen

Die Verpackungstests wurden mit einem ^{137}Cs -Präparat durchgeführt, wobei die 662 KeV γ -Linie als Maß für die Lichtausbeute diente. Das Präparat wurde jeweils vor einem der Löcher in der Bleiplatte positioniert, womit ein kollimierter Strahl von γ -Quanten auf eine definierte Stelle des Kristalls traf. Dies gestattete die Aufnahme eines Profils der Lichtausbeute in 2 cm Abständen über die Länge des BGO-Kristalls.

Um die Messungen bei jeder Verpackung unter immer gleichen übrigen Bedingungen durchführen zu können, wurde beim Wechsel der Verpackung bei schwachem Rotlicht gearbeitet. Die Veröffentlichung von [BOB83] zeigt, daß Rotlicht, im Gegensatz zu weißem Licht, keine Schädigung des BGO-Kristalls verursacht. Die Folge eines Weißlichtschadens ist die Minderung der Lichtausbeute.

3.2.3 Auswertung und Ergebnisse

Die Abbildung 3.4 zeigt die Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschußort und der Art der Verpackung. Es ist deutlich zu erkennen, daß sich die Kurvenform nur sehr wenig mit der Art der Verpackung ändert. Die mittlere Lichtausbeute über die gesamte Länge des Kristalls ist jedoch, wie aus der Tabelle 3.2 zu ersehen ist, sehr unterschiedlich.

Der Vergleich der Lichtausbeute zwischen den Verpackungen 3 und 4 zeigt den Vorzug der Titandioxyd-Farbbeschichtung gegenüber dem Schreibmaschinenpapier. Sie besitzt eine höhere Reflektivität.

Vergleicht man die Lichtausbeute der Verpackungen 1, 3 und 5 miteinander, so wird der Vorteil einer glatten Spiegeloberfläche als äußere Schicht, wie sie die Verpackung 1 besitzt, deutlich erkennbar. Die Lichtausbeute wächst von der Verpackung 5, mit einer weißen, diffus reflektierenden äußeren Schicht, über die Verpackung 3 mit einer glatten Aluminiumoberfläche als äußere Schicht, bis zur Verpackung 1 mit der spiegelglatten Aluminiumoberfläche als äußere Schicht.

Die mit Titandioxydfarbe beschichtete Mylar-Folie (Verpackung 1) zeigt die höchste Reflektivität, die im Mittel, wie die Tabelle 3.2 zeigt, 2.8% - 29.9% über denen der anderen Verpackungsmaterialien liegt. Sie ist die einzige Verpackung, die alle an sie gestellten Forderungen erfüllt:

- Sie zeigt eine sehr hohe Reflektivität und Lichtundurchlässigkeit.
- Die Dicke der Verpackung beträgt nur 50 μm .
- Sie besitzt eine raue Oberfläche, da die Innenbeschichtung eine Dispersionsfarbe ist.

Damit stellt sie für die BGO-Kristalle die optimale Verpackung dar.

Relative Lichtausbeute

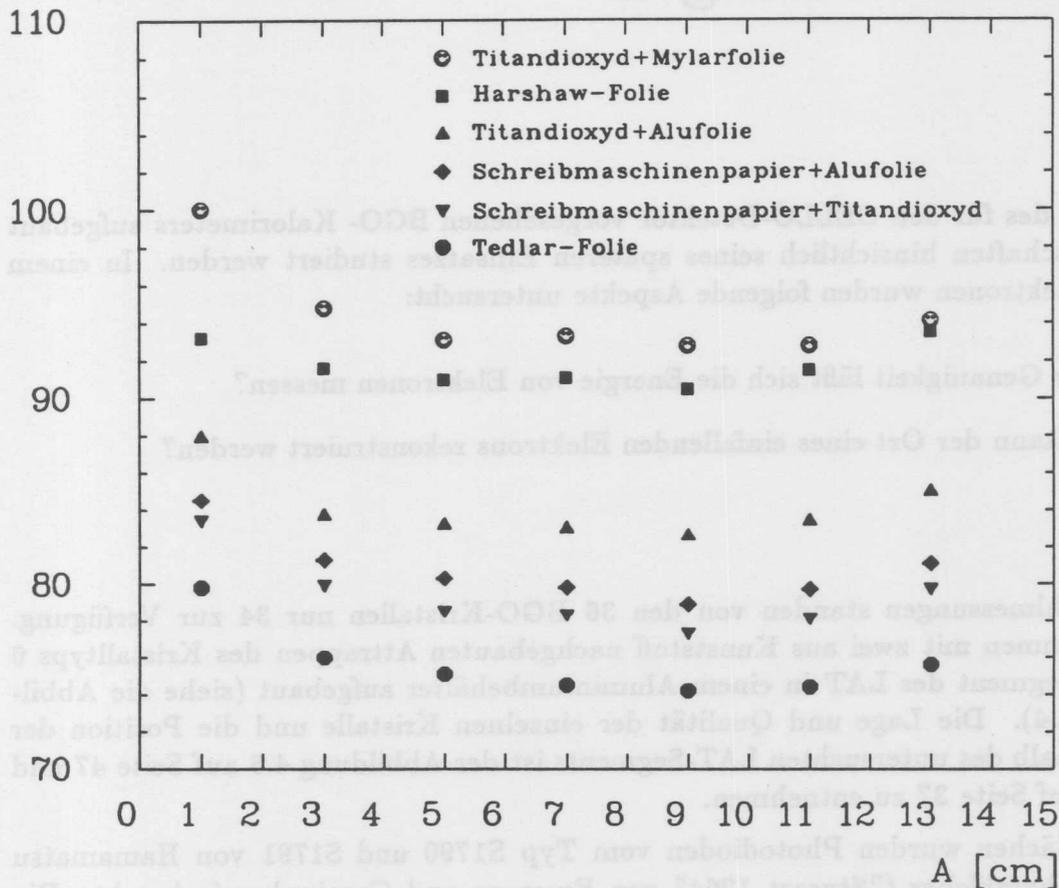


Abbildung 3.4: Profil der Lichtausbeute über die gesamte Länge eines BGO-Kristalls mit verschiedenen Verpackungen. Die Größe 'A' gibt den Abstand des Einschuforts von dem Ausleseende des BGO-Kristalls an.

Kapitel 4

Teststrahlungsmessungen

Zielsetzung

Es sollte ein Teil des für den CELLO-Detektor vorgesehenen BGO- Kalorimeters aufgebaut und seine Eigenschaften hinsichtlich seines späteren Einsatzes studiert werden. In einem Teststrahl mit Elektronen wurden folgende Aspekte untersucht:

- Mit welcher Genauigkeit läßt sich die Energie von Elektronen messen?
- Wie genau kann der Ort eines einfallenden Elektrons rekonstruiert werden?

BGO-Matrix

Für die Teststrahlungsmessungen standen von den 36 BGO-Kristallen nur 34 zur Verfügung. Sie wurden zusammen mit zwei aus Kunststoff nachgebauten Attrappen des Kristalltyps 6 zu einem Achtelsegment des LAT in einem Aluminiumbehälter aufgebaut (siehe die Abbildungen 4.1 bis 4.4). Die Lage und Qualität der einzelnen Kristalle und die Position der Attrappen innerhalb des untersuchten LAT-Segments ist der Abbildung 4.6 auf Seite 47 und der Tabelle 3.1 auf Seite 37 zu entnehmen.

Auf die Ausleseflächen wurden Photodioden vom Typ S1790 und S1791 von Hamamatsu mit einem Kunstharzkleber ("Stycast 1264" von Emerson and Cuming) aufgebracht. Die lichtempfindliche Fläche der Photodioden betrug $0.64 \times 0.82 \text{ cm}^2$ (S1790) und $1 \times 1 \text{ cm}^2$ (S1791). Das Verhältnis von sensibler Photodiodefläche zur gesamten Auslesefläche eines Kristalls betrug 36-55% (siehe Tabelle 4.1). Damit wurde ein Optimum bezüglich des Signal-Rausch-Verhältnisses erreicht [WIT84]. Als optimale Verpackung der einzelnen Kristalle wurde eine $30 \mu\text{m}$ dünne, beidseitig mit Aluminium verspiegelte Mylarfolie gewählt, auf die eine etwa $20 \mu\text{m}$ dünne Schicht der hochreflektierenden weißen Titandioxid-Farbe ("NE 560" von Nuclear Enterprise) aufgesprüht wurde (siehe dazu auch Abschnitt 3.2). Durch die extrem dünne Verpackung konnte der nicht-sensitive Raum an den im Experiment relevanten Stellen (zwischen benachbarten Kristallen des gleichen Typs) unter $100 \mu\text{m}$ gehalten werden.

Die Messungen zur Energie- und Ortsauflösung wurden am DESY-Teststrahl 26 durchgeführt.

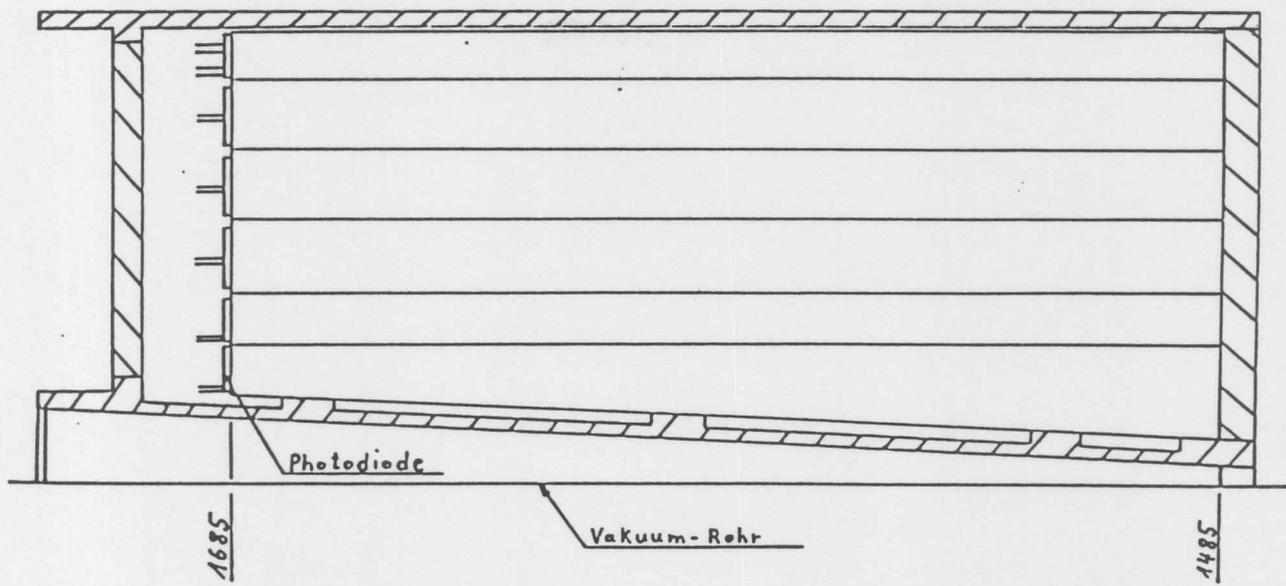


Abbildung 4.1: Längsschnitt des LAT-Kalorimeters.

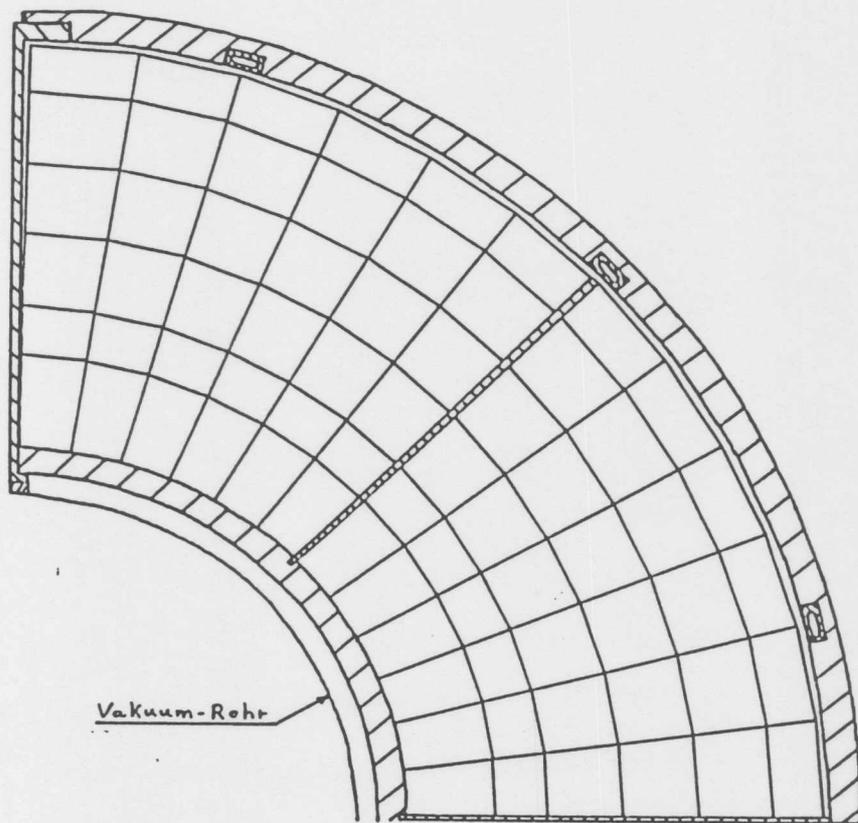


Abbildung 4.2: Teil des Querschnitts des LAT-Kalorimeters.

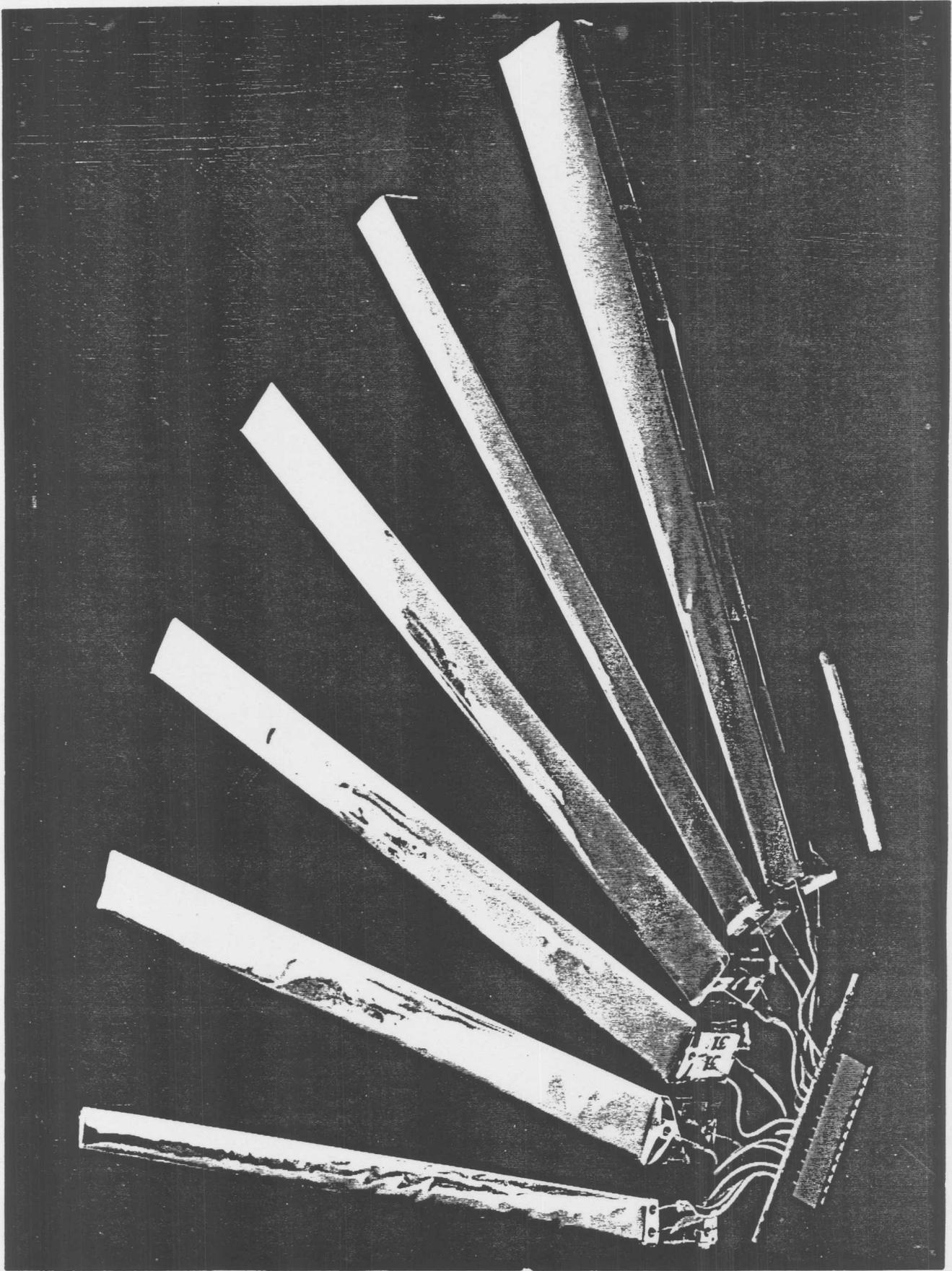


Abbildung 4.3: BGO-Kristalle Typ 1 bis 6.

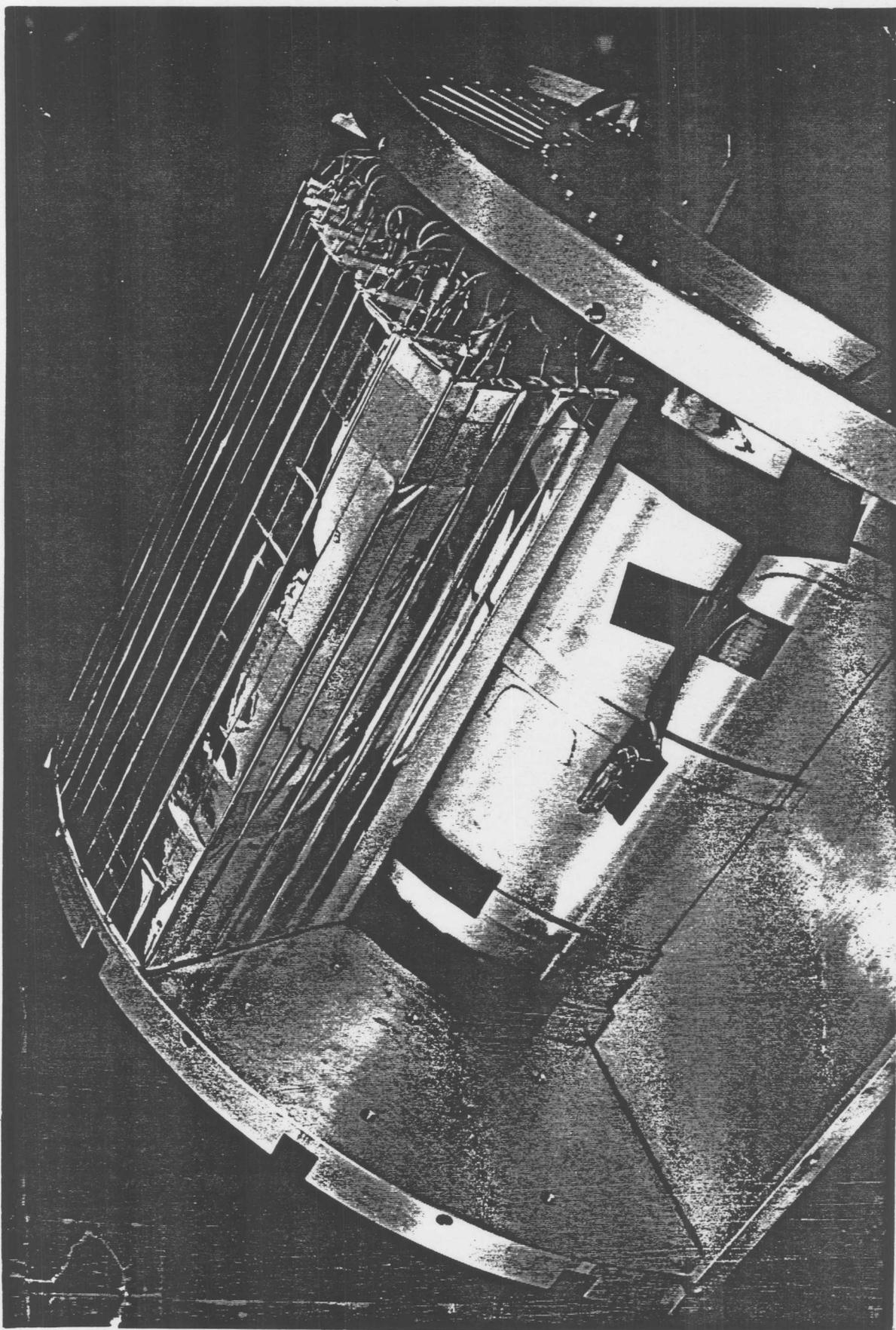


Abbildung 4.4: BGO-Box mit einem aufgebauten Achtelsegment aus 34 BGO-Kristallen und 2 Nachbauten aus Kunststoff.

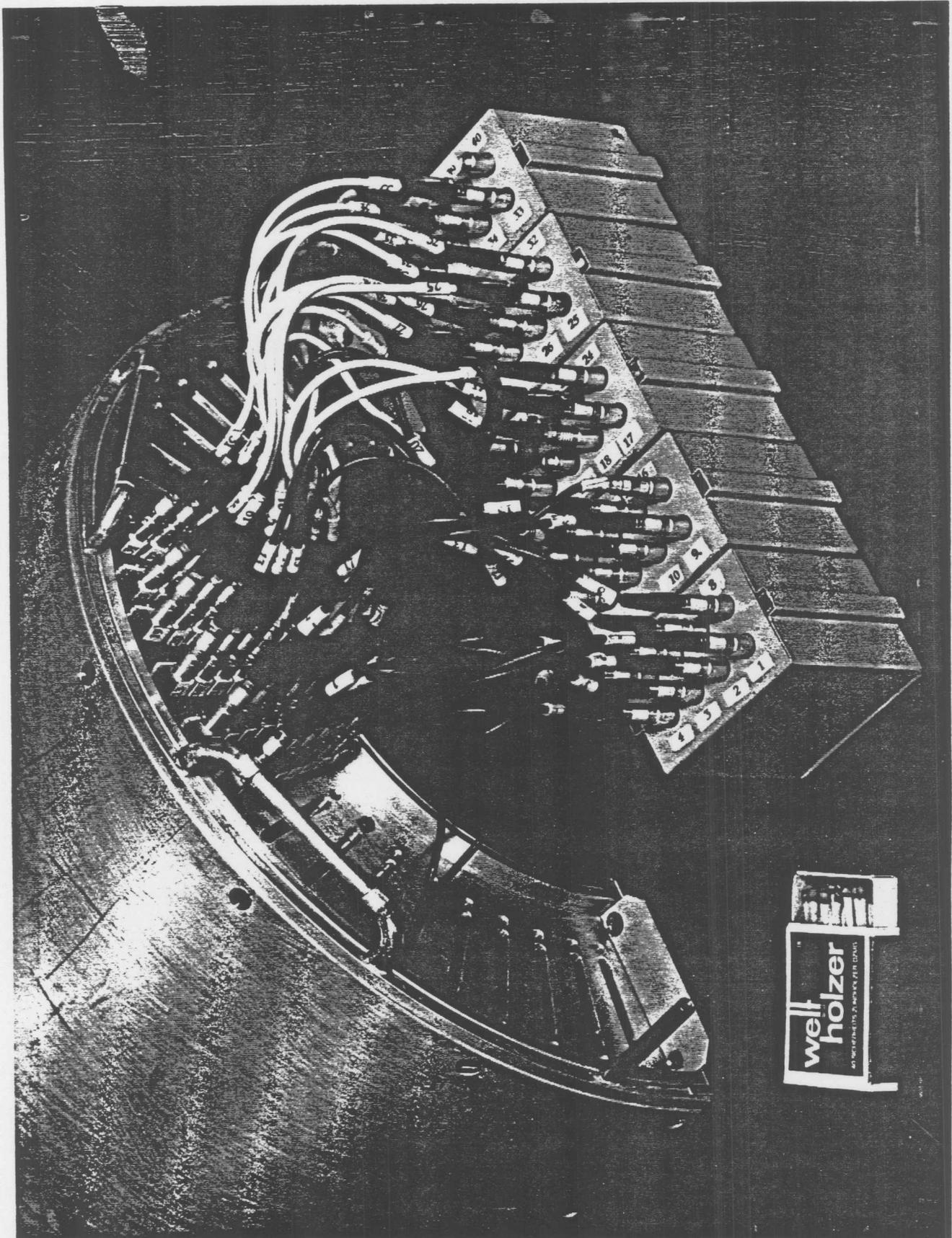


Abbildung 4.5: Geschlossene Halbschale des BGO-Kalorimeters mit Anschluß an integrierten Vor- und Hauptverstärker.

BGO-Typ	Auslesefläche [mm ²]	Photodiodenfläche [mm ²]	Photodiodenfläche Auslesefläche [%]
1	205	2 x 56	55
2	280	100	36
3	252	100	40
4	222	100	45
5	132	56	42
6	119	56	47

Tabelle 4.1: Überdeckungsverhältnis

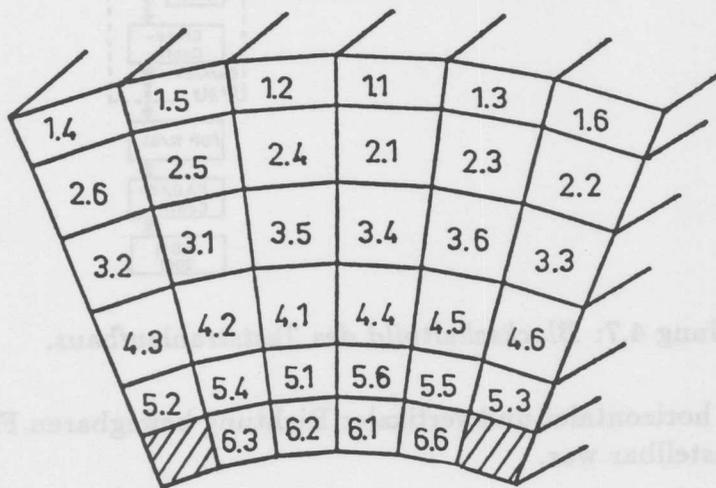


Abbildung 4.6: Lage der Kristalle und Attrappen innerhalb des untersuchten LAT-Segments mit Blick auf die Ausleseseite. Die Attrappen sind schraffiert markiert.

4.1 Versuchsaufbau

Im Teststrahl wurden Elektronen mit Energien zwischen 0.7 und 6 GeV bereitgestellt. Diese konnten mit einem regelbaren Ablenkmagneten impulsselektiert werden. Die Elektronen erreichten nach Durchlaufen eines Kollimators den Testaufbau mit einer Energieunschärfe von ca. 1% [PET71].

Zur Elektronenstrahldefinition wurde ein Triggersystem aus fünf Szintillationszählern verwendet (siehe Abbildung 4.7). Der erste Zähler befand sich direkt hinter dem Kollimator am Ende des Vakuumrohres. 6 m vor dem Kalorimeter wurde ein Triggerkreuz aus zwei Zählern aufgebaut. Ein System aus einem 7 x 7 mm² Szintillationszähler und einem direkt dahinter befindlichen Lochzähler mit 5 mm Durchmesser befand sich 60 cm vor dem BGO-Kalorimeter. Zur Ortsdefinition wurde eine Koinzidenz der ersten vier Szintillationszähler mit einer Antikoinzidenz des Lochzählers gefordert.

Das BGO-Kalorimeter befand sich mit der Längsachse seiner Kristalle parallel zur Strahlachse

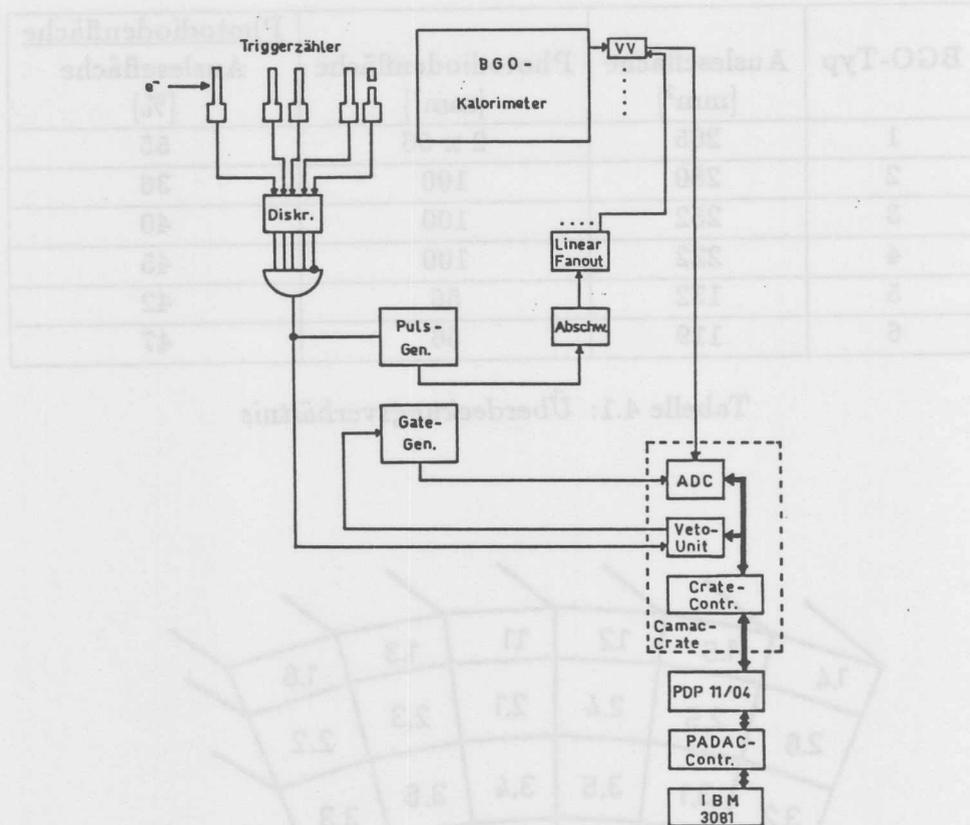


Abbildung 4.7: Blockschaltbild des Teststrahlaufbaus.

ausgerichtet auf einem in horizontaler und vertikaler Richtung bewegbaren Fahrtisch, dessen Position auf 1/10 mm einstellbar war.

4.2 Elektronik und Datenverarbeitung

Die Photodioden wurden mit einer Biasspannung von 12 Volt betrieben. Die Photodiodensignale jedes Kristalls wurden separat ausgelesen, verarbeitet und gespeichert. Sie gelangten über 20 cm Lemokabel zu einem ladungsempfindlichen Vorverstärker mit daran anschließenden pulsformenden Hauptverstärker [ZIM80] (siehe Abbildungen 4.5 auf Seite 46 und A.1 auf Seite 88). Die Ausgangssignale hatten eine Anstiegszeit von $1 \mu\text{sec}$ und eine Abfallzeit von $4 \mu\text{sec}$. Die so verstärkten Signale wurden auf 11 Bit-ADC (Le Croy 2249W) gegeben, die mit einem Offset von etwa 100 Kanälen betrieben wurden, um über dem bei kleinen Signalen im ADC auftretenden nichtlinearen Bereich zu liegen. Die ADC integrierten die Signale über ein durch ein Gate-Signal definiertes Zeitintervall von $1.6 \mu\text{sec}$ und digitalisierten sie anschließend. Diese Informationen wurden von einem Kleinrechner (PDP11) ausgelesen, über einen PADAC-Controller zum IBM-Großrechner transferiert und dort auf Magnetband gespeichert.

Mit Rechtecksignalen unterschiedlicher Pulshöhe konnten über einen Kondensator definierte Ladungsmengen auf den Verstärkereingang gegeben werden, die als simulierte Photodiodensignale der Überwachung und Eichung des gesamten Auslesesystems dienten.

4.3 Durchführung der Messungen

Das Meßprogramm gliederte sich in folgende Punkte:

1. Zur Bestimmung der ADC-Pedestals wurden Meßreihen von Testpulsen unterschiedlicher Pulshöhe für jeden Kanal aufgenommen. Diese Testpulsmessungen wurden zur Überwachung der zeitlichen Konstanz des Auslesesystems täglich wiederholt.
2. Zur Interkalibration der Kristalle wurde jeder Kristall zentral mit Elektronen einer Energie von 3 GeV beschossen.
3. Um die Energieabhängigkeit der Energieauflösung und die Linearität der Energiemessung zu erfassen, wurde ein Kristall zentral mit Elektronen der Energie 1-6 GeV beschossen.
4. Zur Bestimmung der Energiedeposition und der Energieauflösung als Funktion des Einschußortes, sowie der Ortsauflösung der BGO-Matrix wurden
 - (a) ein Radialscan und
 - (b) ein Winkelscan

durchgeführt.

Die Einschußrichtung der Elektronen war parallel zur Längsachse der Kristalle. Der Einschußort, in Polarkoordinaten angegeben, wurde in 3 mm Schritten

- (a) entlang eines Radiusvektors über alle sechs verschiedenen Kristalltypen variiert und
- (b) bei festem Radius über 22° , entsprechend über drei Kristalle des gleichen Typs verändert.

4.4 Auswertung und Fehlerbetrachtung

4.4.1 Kalibration

Voraussetzung für die energetische Messung von Teilchen mit Kalorimetern ist die Kenntnis des funktionalen Zusammenhangs zwischen dem gemessenen ADC-Signal und der Energie des einfallenden Teilchens. Das macht aufgrund von Unterschieden der Energienullpunkte (Pedestals) der ADC, der Lichtausbeute und Größe der BGO-Kristalle, der Sensitivität der Photodioden und der Verstärkung der Vorverstärker eine Kalibration der einzelnen Signalkanäle und der Kanäle untereinander (Interkalibration) notwendig. Bei dem zu erwartenden linearen funktionalen Zusammenhang ist dieser durch die Angabe des ADC-Signals für den Energienullpunkt (Pedestal) und der Steigung der Geraden festgelegt.

Pedestal

Während der Teststrahlzeit wurden Testpulsmessungen zur Bestimmung der Pedestals durchgeführt. Dabei wurden Rechtecksignale unterschiedlicher, bekannter Höhe über eine im Vorverstärker eingebaute Kapazität auf den Vorverstärkereingang gebracht.

Die spätere Auswertung der Testpulsdaten erbrachte vom größten bis zum kleinsten Testpuls signal einen linearen Zusammenhang. Die lineare Extrapolation der Geraden auf den Energienullpunkt ergab das Pedestal, das im Folgenden als Hochenergiepedestal a_{HP} bezeichnet wird. Die Auswertung der Teststrahl Daten, bei denen ohne Testpuls und ohne Elektronenstrahl nur das Rauschen der Elektronik gemessen wurde, ergab nicht die erwarteten Hochenergiepedestals a_{HP} als ADC-Signale sondern Signale, die um 10% höher liegen und an dieser Stelle Rauschpedestals genannt werden. Sie wurden durch folgende weitere Untersuchungen bestätigt.

Da Testpulsdaten im niederenergetischen Bereich nicht zur Verfügung standen, wurden die Signale der Kristalle untersucht, die dem zentral mit Elektronen beschossenen Kristall benachbart waren. Der Zusammenhang zwischen der Einschußenergie und dem im Nachbar-kristall gemessenen ADC-Signal konnte damit unterhalb der Testpulsdaten ermittelt werden und erwies sich als linear. Eine Extrapolation dieser Geraden zum Energienullpunkt ergab die Rauschpedestals, die im Weiteren als Niederenergiepedestals a_{NP} bezeichnet werden.

Damit stellt sich der funktionale Zusammenhang zwischen dem gemessenen Signal und der Teilchenenergie als "geknickte Gerade" dar und hat den in der Abbildung 4.8 gezeigten qualitativen Verlauf.

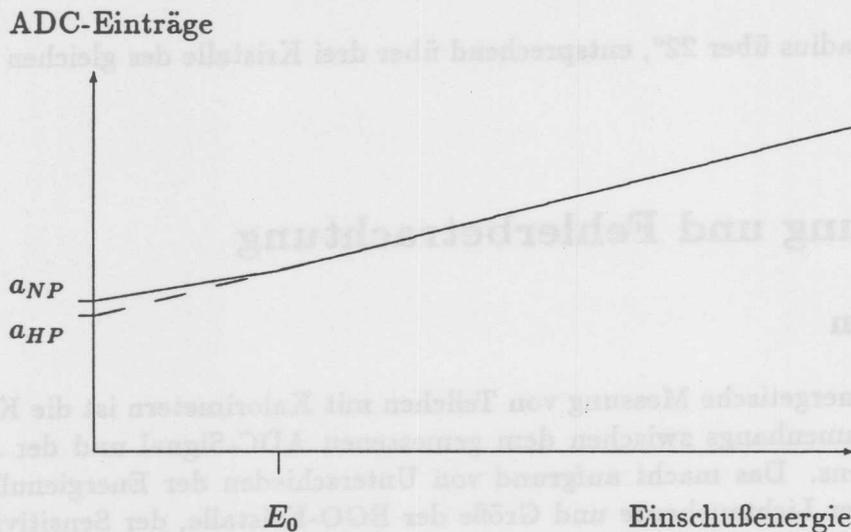


Abbildung 4.8: Qualitativer Kurvenverlauf der Kalibration

BGO-Typ	$K_{2,i}$
1	1.05
2	1.16
3	1.14
4	1.11
5	1.00
6	1.04

Tabelle 4.2: Kristallgeometrie-Korrekturfaktoren

Erster Kalibrationsschritt

Im ersten Schritt der Kalibration werden alle Kanäle bei einer Einschußenergie von 3 GeV nach Abzug des Hochenergiepedestals durch einen Faktor K_{1n} ($n =$ Kristallnummer) auf gleiche Pulshöhe (hier willkürlich auf 900) gesetzt.

Zweiter Kalibrationsschritt

Bei gleicher Einschußenergie wird in den verschiedenen Kristall-Typen unterschiedlich viel Energie deponiert. Dieses würde ohne weitere Korrektur zu Fehlern bei der Energiemessung führen. Im zweiten Kalibrationsschritt werden die verschiedenen Kristallgrößen und Kristallgeometrien berücksichtigt.

Mit Hilfe des EGS Simulationsprogramms [FOR78] für elektromagnetische Schauerentwicklung von Elektronen, Positronen und Gammaquanten in Materie wird die Energiedeposition E_i ($i =$ Kristalltyp) bei gleicher Einschußenergie für die sechs BGO-Typen bestimmt. Die Verhältnisse dieser Werte gehen als Korrekturfaktoren $K_{2,i}$ in den zweiten Kalibrationsschritt ein (siehe Tabelle 4.2). Der Kristalltyp 5 wurde dabei als Referenz benutzt.

$$K_{2,i} = \frac{E_i}{E_5}$$

Dritter Kalibrationsschritt

Jede Energiebestimmung von Elektronen oder Photonen in elektromagnetischen Kalorimetern muß sich auf einen Schauererkennungsalgorithmus stützen. Solche Algorithmen definieren beschränkte Volumina, deren Energieeintrag bei der Rekonstruktion der Teilchenenergie verwendet wird. Weiter außen liegende Energieeinträge werden vernachlässigt. Der Rekonstruktion der absoluten Teilchenenergie dient der Korrekturfaktor $K_{3,j}$ ($j =$ Typ des zentral beschossenen Kristalls). Er ergibt sich aus der Forderung, daß bei Zentralbeschuß die Summe der Pulshöhen aus dem beschossenen Kristall und seiner acht direkten Nachbarn die Einschußenergie ergeben soll.

Kalibrationsergebnis

Der Zusammenhang zwischen Einträgen in den ADC-Kanälen und gemessener Energie läßt sich durch die folgende Funktion anpassen:

$$K_{ADC} = a_{HP} + b \cdot E + c_1(E_0 - E) \cdot \Theta(E_0 - E) \quad (4.1)$$

mit

$$c_1 = \frac{a_{NP} - a_{HP}}{E_0} \quad \text{und} \quad b = \frac{1}{K_{1n} \cdot K_{2i} \cdot K_{3j}}$$

- K_{ADC} = ADC - Signal
- a_{HP} = Hochenergiepedestal
- a_{NP} = Niederenergiepedestal
- E = Einschußenergie des Elektrons
- E_0 = Schwellenenergie des Geradenknicks
- Θ = Sprungfunktion
- K_{1n} = Korrektur der ADC-Kanäle auf 900
(n = Kristallnummer)
- K_{2i} = Berücksichtigung der Kristallgeometrie
(i = Kristalltyp)
- K_{3j} = Absolute Energiekorrektur
(j = Typ des zentralbeschossenen Kristalls)

Die ersten beiden Summanden geben den linearen Kurvenverlauf des hochenergetischen Bereiches wieder, der im Niederenergetischen durch den dritten Summanden korrigiert wird. Θ ist die Sprungfunktion. Die Schwelle E_0 liegt für alle Kanäle bei etwa 500 MeV.

Damit ergibt sich der in der Abbildung 4.8 gezeigte qualitative Kurvenverlauf der Kalibration. Mit der Umkehrfunktion läßt sich aus den gemessenen Kanaleinträgen im ADC die im BGO-Kristall deponierte Energie berechnen.

$$E = \frac{1}{b} \cdot [K_{ADC} - a_{HP} - c_2 \cdot (K_{ADC_0} - K_{ADC}) \cdot \Theta(K_{ADC_0} - K_{ADC})] \quad (4.2)$$

mit

$$c_2 = \frac{a_{NP} - a_{HP}}{K_{ADC_0} - a_{NP}}$$

K_{ADC_0} : ADC-Schwellensignal des Geradenknicks

Güte der Kalibration

Ein Maß für die Güte der Kalibration sind die Differenzen der mit der Gleichung 4.2 rekonstruierten Energien von Einzelkristallen des gleichen Typs und 9er Kristallmatrizen der gleichen Geometrie, wenn in allen Fällen mit gleicher Teilchenenergie eingeschossen wurde und die Einschußorte in den Einzelkristallen oder den Kristallmatrizen identisch sind.

Die Untersuchung wurde bei 3 GeV Elektronenenergie an den 4 identischen 9er Kristallmatrizen durchgeführt, die den Kristalltyp 3 als Zentralkristall haben. Die mit den Einzelkristallen rekonstruierten Energien weichen bis zu 0.8% voneinander ab und die durch Summation von neun Kristallen der Matrix rekonstruierten Energien weichen bis zu 1.8% voneinander ab.

4.4.2 Linearität

Der Zusammenhang zwischen der Energie eines in ein Kalorimeter ausreichender Größe einfallenden Elektrons und dem daraus entstehenden Signal im ADC ist ein linearer. Dieses Kenntnis ist für die Energie-Eichung des Kalorimeters im Einsatz des gesamten Detektors von großer Bedeutung, da es in vielen Fällen für die Kalibration nur zwei Eichpunkte (das Pedestal und ein Energieeichpunkt durch ein strahlendes Präparat, kosmische Muonen oder Bhabha-Teilchen) gibt, durch die die Eichgerade eindeutig bestimmt wird. Diese Linearität gilt es für die zur Energierekonstruktion benutzten Einzelkristalle und 9er Kristallmatrizen nachzuweisen.

Die Linearität wurde im Energiebereich von 1-6 GeV bei geradem zentralen Einschuß in einen mittleren Kristall des Typs 3 untersucht. Es wurden Pulshöhenspektren eines einzelnen Kristalls, sowie Spektren einer Matrix aus neun Kristallen herangezogen. Die Position der dazu verwendeten Kristalle ist der Abbildung 4.9 zu entnehmen. Jedes Spektrum enthält 3000 Ereignisse bei jeder gemessenen Elektronenenergie. Für das Spektrum einer 9er Matrix

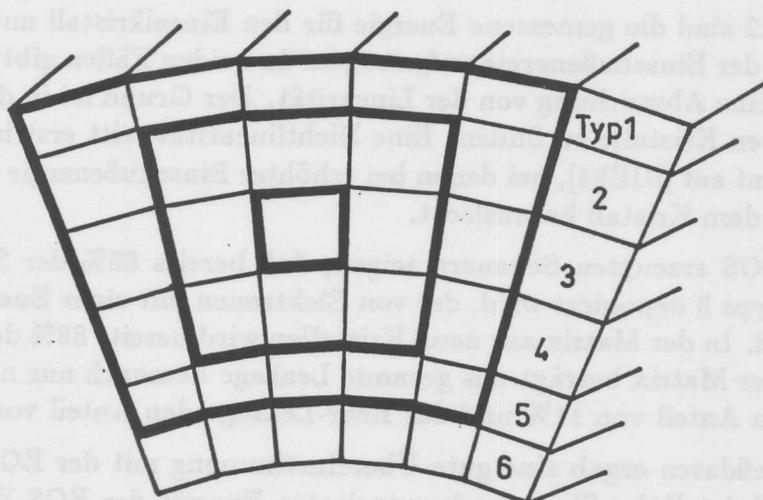


Abbildung 4.9: Lage und Größe des für die Linearität und der Energiedeposition untersuchten Einzelkristalls, der Matrix aus 9 Kristallen und der Matrix aus 25 Kristallen.

wurde für jedes Ereignis die Summe aus der im Zentralkristall und den in seinen acht direkten Nachbarn deponierten Energien gebildet. Die Abbildung 4.10 zeigt die Spektren für den Einzelkristall und Abbildung 4.11 für die 9er Matrix.

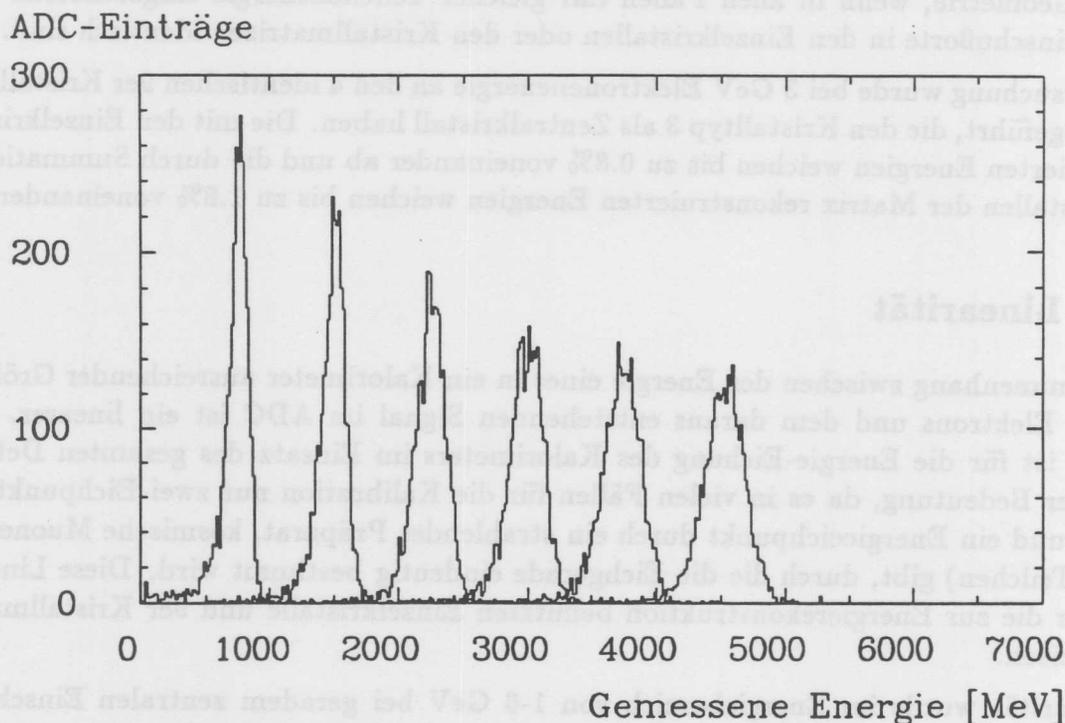


Abbildung 4.10: *Histogramme der Energieverteilung eines einzelnen Kristalls bei Einschußenergien von 1, 2, 3, 4, 5 und 6 GeV*

Der Mittelwert der Energieverteilung wurde durch die Anpassung einer Gaußfunktion an die Verteilung bestimmt.

In der Abbildung 4.12 sind die gemessene Energie für den Einzelkristall und die Matrix aus neun Kristallen über der Einschußenergie aufgetragen. In beiden Fällen gibt es im untersuchten Energiebereich keine Abweichung von der Linearität. Der Grund ist in der ausreichenden Größe der verwendeten Kristalle zu finden. Eine Nichtlinearität tritt erst bei kleineren Einzelkristallen signifikant auf [BIE84], bei denen bei erhöhter Einschußenergie ein zunehmender Teil der Energie aus dem Kristall herausleckt.

Analysen von mit EGS erzeugten Schauern zeigen, daß bereits 68% der Schauerenergie in einem Kristall des Typs 3 deponiert wird, der von Elektronen mit einer Energie von 1-6 GeV zentral getroffen wird. In der Matrix aus neun Kristallen wird bereits 88% der Schauerenergie deponiert. Für die 9er Matrix beträgt das gesamte Leakage demnach nur noch 12%, an dem das Side-Leakage den Anteil von 11% und das Rear-Leakage den Anteil von nur 1% hat.

Eine Analyse der Meßdaten ergab eine gute Übereinstimmung mit der EGS-Simulation. Es wurde der im Einzelkristall des Typs 3 rekonstruierten Energie der EGS-Wert von 68% der gesamten Schauerenergie zugeordnet. Der mit diesem Wert berechnete Anteil der in der Matrix aus neun Kristallen rekonstruierten Energie beträgt dann 90% und in einer Matrix aus 25 Kristallen wird bereits 95% der Schauerenergie deponiert. Die Position der für diese

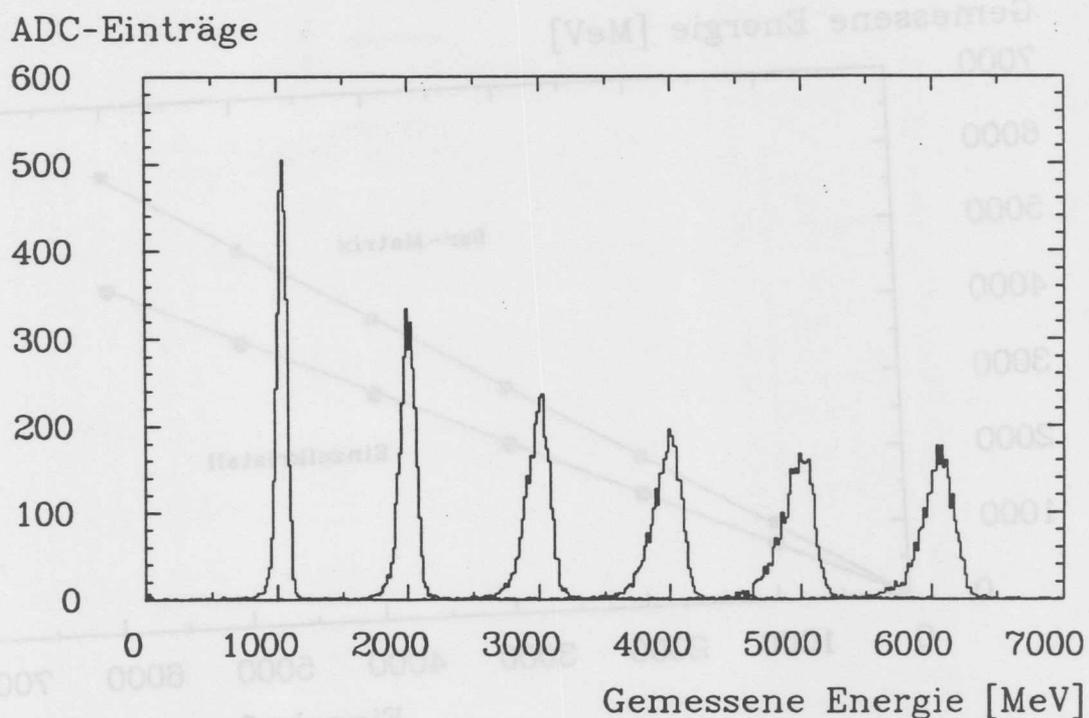


Abbildung 4.11: Histogramme der Energieverteilung der Summe aus 9 Kristallen bei Einschußenergien von 1, 2, 3, 4, 5 und 6 GeV

Analyse benutzten Kristalle ist in der Abbildung 4.9 zu sehen.

4.4.3 Energieauflösung

Die Umsetzung der Energie des in das Kalorimeter einfallenden Teilchens in eine große Anzahl atomarer Anregungen sowie die Größe des mit der Photodiode aus Lichtquanten des Kalorimeters erzeugten elektrischen Signals und die erste Verstärkung des Signals unterliegen statistischen Schwankungen. Sie führen bei wiederholter energetischer Messung von Teilchen zu einer annähernd gaußförmigen Verteilung der Meßergebnisse um den wahren Energiewert der Primärteilchen. Ein Maß für die Streuung einer Gauß-Verteilung um den Erwartungswert und damit ein Maß für die Genauigkeit einer Messung ist die Standardabweichung (σ). Die Standardabweichung gibt die Breite der Gaußschen Glockenkurve an den Wendepunkten der Funktion an.

Um die Energieauflösung des BGO-Kalorimeters angeben zu können wurden die Kristalle parallel zu ihrer Längsachse mit Elektronen der Energien zwischen 1-6 GeV beschossen und die Meßwerte aufgezeichnet. Daraus wurden Meßwertverteilungen für den Einzelkristall und auch für eine Matrix aus neun Kristallen erstellt, die jeweils 3000 Ereignisse je Energiewert enthalten (siehe Abbildung 4.10 und 4.11). Die Breite der Verteilungen wurde durch die Anpassung einer Gaußfunktion bestimmt und als $\sigma(E)/E$ gegen die Strahlenergie aufgetragen (siehe Abbildung 4.13).

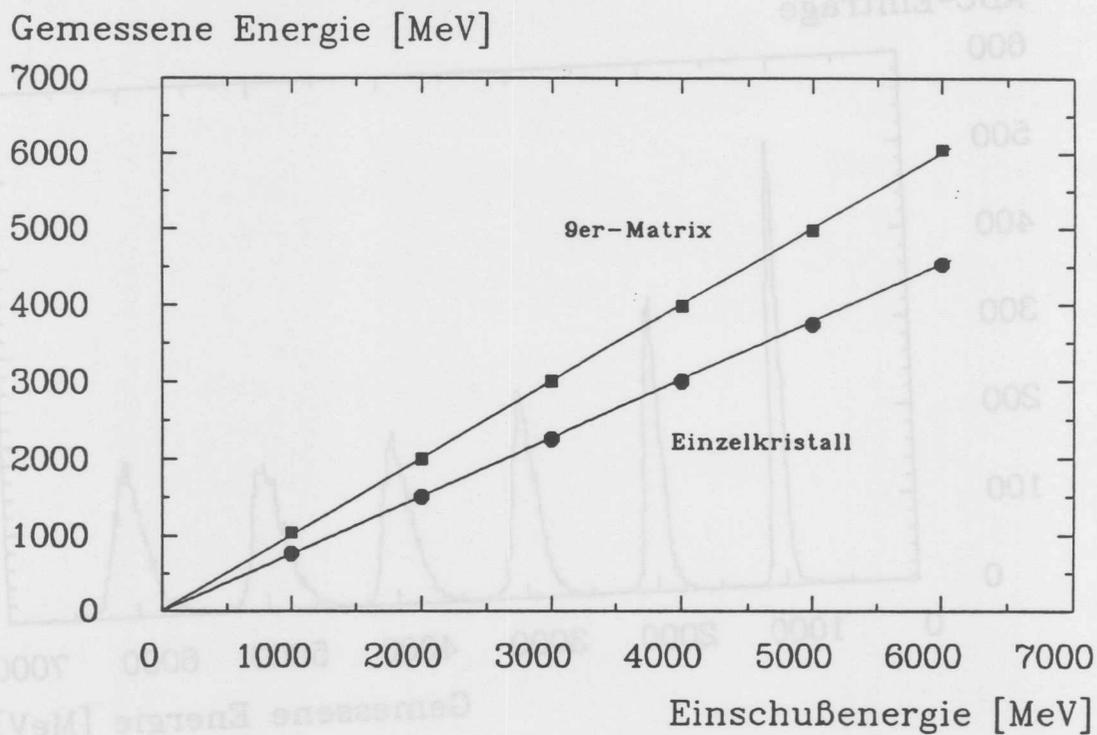


Abbildung 4.12: Die gemessenen Energien sind gegen die Einschubenergien aufgetragen. Die durchgezogenen Linien stellen Geraden-Anpassungen an die Meßpunkte dar.

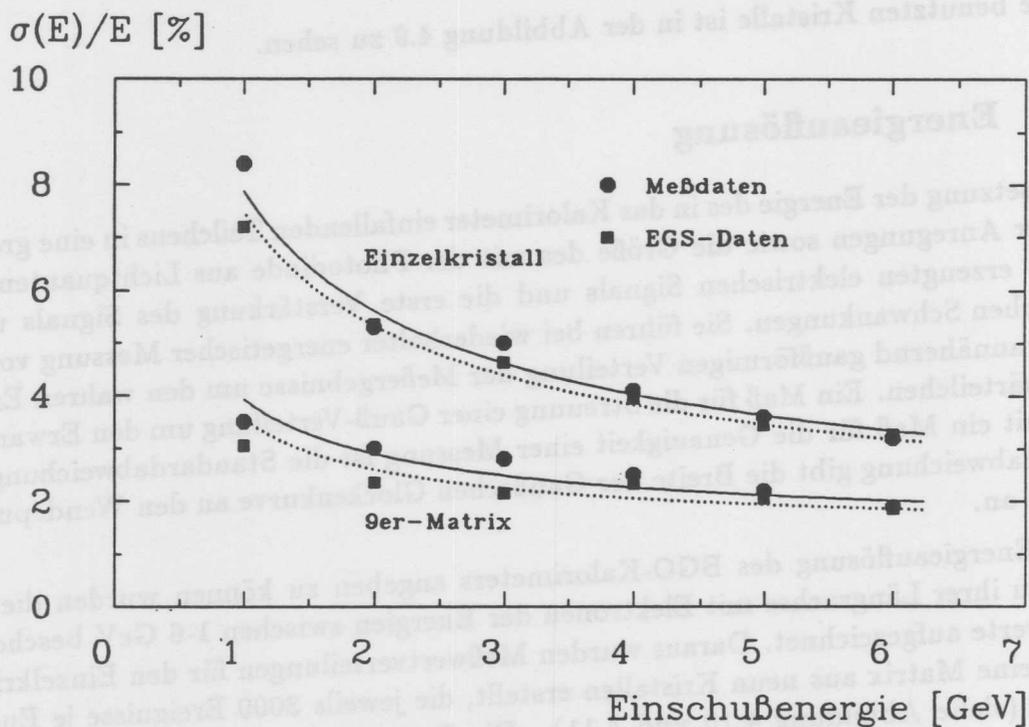


Abbildung 4.13: Energieauflösung eines Einzelkristalls und einer Matrix aus neun Kristallen aus Meßdaten und EGS-Rechnungen. Die durchgezogenen Kurven sind Anpassungen an die Meßdaten. Die gepunkteten Kurven sind Anpassungen an die EGS-Daten.

Fehlerbetrachtung

Die Energieauflösung wird von Schauerfluktuationen (σ_I), Leakagefluktuationen (σ_L), elektronischem Rauschen (σ_R), der Energieunschärfe des Elektronenstrahls (σ_B) und dem Interkalibrationsfehler (σ_K) bestimmt.

Diese Beiträge ergeben als quadratische Summe die resultierende Energieauflösung:

$$\sigma(E) = \sqrt{\sigma_I^2 + \sigma_L^2 + \sigma_R^2 + \sigma_B^2 + \sigma_K^2} \quad (4.3)$$

mit

$$\begin{aligned} \sigma_I &= A_I \cdot \sqrt{E} && \text{Schauerfluktuationen} \\ \sigma_L &= A_L \cdot \sqrt{E} && \text{Leakagefluktuationen} \\ \sigma_R &= A_R && \text{Elektronisches Rauschen} \\ \sigma_B &= A_B \cdot E && \text{Energieunschärfe des Elektronenstrahls} \\ \sigma_K &= A_K \cdot E && \text{Interkalibration} \end{aligned}$$

(A_I , A_L , A_R , A_B und A_K sind Konstanten)

Eine getrennte Behandlung der unbekanntem Beiträge von Schauer- und Leakagefluktuationen macht aufgrund der gleichen Energieabhängigkeit keinen Sinn. Sie werden deshalb zu einem Anteil, $\sigma_{(I,L)_1} = A_{(I,L)_1} \cdot \sqrt{E}$ für den Einzelkristall und $\sigma_{(I,L)_9} = A_{(I,L)_9} \cdot \sqrt{E}$ für die 9er Matrix, zusammengefaßt.

Damit ergibt sich für die Parametrisierung der Energieauflösung für den Einzelkristall:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{A_{(I,L)_1}^2}{E} + A_B^2 + \frac{A_R^2}{E^2}} \quad (4.4)$$

und für die Energieauflösung einer Matrix aus neun Kristallen:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{A_{(I,L)_9}^2}{E} + A_B^2 + \frac{A_R^2}{E^2} \cdot 9 + A_K^2} \quad (4.5)$$

Der Beitrag der Elektronenstrahlunschärfe ist aus [PET71] mit $\sigma_B = 0.01 \cdot E$ bekannt. Der Rauschbeitrag der Elektronik wurde aus der Untersuchung von Testpulsmessungen festgestellt. Dazu wurde den Verteilungen von 1000 Meßwerten je Testpulshöhe eine Gaußfunktion angepaßt, deren Breite den Rauschbeitrag bestimmte. Für alle Auslesekanäle wurde für das Rauschen ein Beitrag von $\sigma_R \leq 5$ MeV festgestellt.

Mit der Forderung, daß die durch die beiden Gleichungen 4.4 und 4.5 beschriebenen Funktionen dem Verlauf der Datenpunkte von $\sigma(E)/E$ der Abbildung 4.13 entsprechen müssen, lassen sich die Beiträge der Schauer- und Leakagefluktuationen ($\sigma_{(I,L)}$) sowie des Interkalibrationsfehlers (σ_K) bestimmen. Die Funktionen 4.4 und 4.5 wurden in einem gemeinsamen Fit-Verfahren gleichzeitig den 2 x 6 Datenpunkten von $\sigma(E)/E$ für den Einzelkristall und der 9er Matrix angepaßt. In dem Verfahren wurden $A_R = 5$ MeV und $A_B = 0.01$ als feste und $A_{(I,L)_1}$, $A_{(I,L)_9}$ sowie A_K als freie Parameter behandelt.

Beitrag	Messung [%]	EGS [%]
$\sigma_{(I,L)_1}$	7.8	7.4
$\sigma_{(I,L)_9}$	3.4	2.9
σ_R	0.5	
σ_B	1.0	
σ_K	1.0	

Tabelle 4.3: Beiträge zur Energieauflösung für eine Teilchenenergie von 1 GeV

Die freien Parameter sind als Ergebnis der Anpassung zusammen mit den festgehaltenen Werten in der Tabelle 4.3 aufgeführt. Die daraus resultierenden Funktionen sind in der Abbildung 4.13 als Kurven eingetragen.

Der zuvor ermittelte Beitrag des Interkalibrationsfehlers (siehe Abschnitt 4.4.1) liegt in der gleichen Größenordnung wie der durch das Fit-Verfahren bestimmte Interkalibrationsfehler.

Das Ergebnis der Parametrisierung läßt eine getrennte Darstellung der ermittelten Beiträge zur gemessenen resultierenden Energieauflösung zu (siehe Abbildung 4.14).

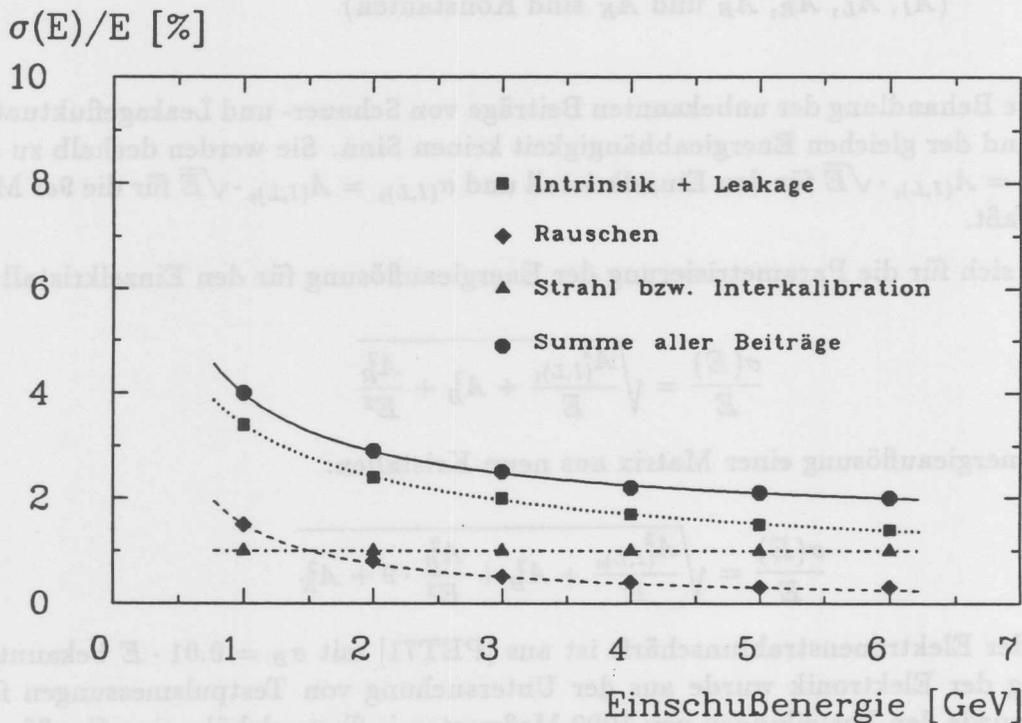


Abbildung 4.14: Beiträge zur Energieauflösung für die Matrix aus neun Kristallen:

- Schauerfluktuationen, Photostatistik und Leakage-Effekte
- Elektronisches Rauschen
- Interkalibration
- Strahlenergieunschärfe

Der Beitrag des Rauschens zu $\sigma(E)/E$ sinkt mit steigender Energie wie $1/E$ und die Beiträge der Strahlenergieunschärfe und des Interkalibrationsfehlers sind konstant. Die Strahlenergie-

unschärfe und der Interkalibrationsfehler sind für den Einzelkristall und Teilchenenergien $E \geq 0.5$ GeV und für die 9er Matrix und $E \geq 1.5$ GeV höher als der Rauschbeitrag. Das hat zur Folge, daß das Rauschen im untersuchten Energiebereich nur geringfügig zur Energieauflösung beiträgt und die Schauer- und Leakagefluktuationen sowie die Strahlenergieunschärfe und der Interkalibrationsfehler die dominierenden Ursachen für die gemessene Energieauflösung sind.

Für die Angabe der resultierenden Energieauflösung des Kalorimeters im Einsatz für den LAT muß der Beitrag der Energieunschärfe des Teststrahls abgezogen werden. Die Energieauflösung des BGO-Kalorimeters für die Rekonstruktion der Energie von Elektronen und Photonen mit einer Matrix aus neun Kristallen ergibt sich damit zu:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.034}{\sqrt{E}}\right)^2 + 9 \cdot \left(\frac{0.005}{E}\right)^2 + 0.01^2}$$

Vergleich mit EGS

Mit dem EGS wurden die aus den Messungen gewonnenen Ergebnisse der Energieauflösung überprüft. Es wurden 1000 bis 2000 Schauer pro jeweiliger Primärenergie des einfallenden Teilchens erzeugt. Die Ortsunschärfe des Elektronenstrahls wurde dabei berücksichtigt. Die Energieverteilungen aus EGS werden wie die Spektren der Messungen analysiert. Die einzigen Fluktuationen, die das EGS behandelt und die in die Energieauflösung eingehen, sind Schauer- und Leakagefluktuationen. Sie sind in der Tabelle 4.3 angegeben. Um die EGS-Daten auch mit der resultierenden Energieauflösung der Messung vergleichen zu können, wurde die EGS-Auflösung durch die fehlenden Beiträge des Rauschens, der Interkalibration und der Energieunschärfe des Elektronenstrahls ergänzt. Diesen direkten Vergleich für einen Einzelkristall und eine 9er Matrix zeigt die Abbildung 4.13.

Der Vergleich zwischen EGS- und Meßdaten zeigt eine recht gute Übereinstimmung. Die kleine beobachtete Diskrepanz soll im folgenden erklärt werden.

EGS-Rechnungen ergeben sowohl für den Einzelkristall als auch für die 9er Matrix eine bessere Energieauflösung als die Teststrahlungsmessungen. Dieser Unterschied erstreckt sich über den gesamten untersuchten Energiebereich. Beide Kurvenpaare sind annähernd parallel zueinander verschoben. Eine Parallelverschiebung kann in der gewählten Darstellung nicht durch einen höheren Rauschbeitrag hervorgerufen werden. Dieser würde die EGS-Kurve nur für niedrige Energien anheben. Auch sprechen die Rauschanalysen der Testpulsverteilungen gegen einen deutlich höheren Rauschbeitrag. Ein größerer Anteil der Strahlenergieunschärfe und/oder von Interkalibrationsfehlern läßt die Kurven nur zu größeren Energien hin stärker ansteigen. Die Berechnung der Interkalibrationsfehler aus den Meßdaten spricht ebenfalls gegen einen deutlich höheren Beitrag.

Folgende Ursachen können für die Verschlechterung der Energieauflösung verantwortlich sein:

1. Materie vor dem BGO-Kalorimeter
2. Inhomogenitäten der Kristalle
3. Auflösung der ADC

1. Materie vor dem BGO-Kalorimeter

Es befand sich, durch den Teststahlaufbau bedingt, zwischen dem impulsselektierenden Magneten und dem BGO-Kalorimeter Materie in Form von Luft, Plastiksintillatoren und Driftrohrkammern des LAT, an denen zur gleichen Zeit Messungen zur Ermittlung der Ortsauflösung durchgeführt wurden. Das entspricht in Strahlungslängen einer Dicke von $d = 0.37 X_0$. Es fanden somit schon vor dem Kalorimeter Schauerprozesse statt, die zur Verschlechterung der Strahlenergiedefinition führten. Von großer Bedeutung ist dabei die Vielfachstreuung, die zu einer Vergrößerung des durch den Lochtrigger definierten Strahlquerschnitts und als Folge davon zu größeren Leakagefluktuationen führt.

Material einer Dicke von $d = 0.4 X_0$ vor einem Bleiglas (SF5) Kalorimeter verschlechtert die Energieauflösung von $\sigma(E)/E = 1.1\% + 4.1\%/\sqrt{E}$ auf $\sigma(E)/E = 6\%/\sqrt{E}$ [IWA79]. Detaillierte Untersuchungen zu diesem Thema befinden sich in der Arbeit von [HIT76].

2. Homogenität der Kristalle

Die verwendeten Kristalle zeigten Inhomogenitäten in Form von sichtbaren Einschlüssen. Unsichtbare Inhomogenitäten wurden durch Messungen der Pulshöhe von Lichtsignalen als Funktion der Längenkoordinaten der Kristalle nachgewiesen. Das Meßprinzip wird im Abschnitt 3.1 erläutert. Die Abweichungen von der Uniformität über 90% der Länge der Kristalle des Typs 1-4 schwankt zwischen 4.5% und 18.0%. Die Abweichungen der Kristalle des Typs 5 und 6 liegen deutlich höher und betragen bis zu 96.1%. Diese Untersuchungen wurden mit einer ^{137}Cs -Quelle durchgeführt und sind im Abschnitt 3.1 beschrieben. Derartige Nichtuniformitäten und leichte Beschädigungen der Kristalle können eine Verschlechterung der Energieauflösung bewirken. Die longitudinale Ausdehnung eines Schauers ist statistischen Schwankungen unterworfen. Damit variiert auch der Ort der maximalen Energiedeposition. Abweichungen der Kristalle von der longitudinalen Uniformität führen zu zusätzlichen Fluktuationen der von der Photodiode gemessenen Lichtintensität und damit zur Verschlechterung der Energieauflösung.

3. Auflösung der ADC

Für die Teststrahlungsmessungen wurden 11 Bit ADC verwendet. Die beschränkte Kanalzahl von hier 2048 begrenzt die Auflösung (Energie/Kanal) der ADC. Die Elektronik wurde derart abgestimmt, daß die ADC Signale bis zu 6 GeV verarbeiten konnten. Die Auflösung variierte von 2.7 MeV/Kanal bis zu 13.6 MeV/Kanal und erreichte im Mittel einen Wert von 4.2 MeV/Kanal.

Neben den Schauerfluktuationen führt die endliche Auflösung der ADC zu zusätzlichen Schwankungen der gemessenen Energie. Insbesondere bei der Summation der Energien aus Nachbarkristallen, in denen verhältnismäßig wenig Energie deponiert wird, führt das zu starken Fluktuationen und zur Verschlechterung der Energieauflösung.

Mit den oben genannten Faktoren läßt sich qualitativ die Diskrepanz der Energieauflösung zwischen EGS- und Meßdaten erklären. Als Konsequenz dieses Resultats kann festgehalten werden, daß durch Minimieren der Materie vor dem Kalorimeter, die Auswahl von Kristallen

hoher Uniformität und die Benutzung von ADC mit größerer Kanalzahl die Energieauflösung noch verbessert werden kann.

4.4.4 Ortsabhängigkeit der Energiedeposition und der Energieauflösung

Ein weiterer wichtiger Aspekt für die Beurteilung der Güte eines Kalorimeters ist die Uniformität der Energiemessung und der Energieauflösung über die Frontfläche des Kalorimeters. Die gemessene Energie und ihre Auflösung sollten nicht oder nur wenig vom Einschußort abhängen.

Folgende Dinge können das Ergebnis beeinträchtigen:

- Leakage-Effekte aufgrund eines endlichen Detektorvolumens
- Unterschiede in der Lichtsammlung
- Wahl der für die Summenbildung herangezogenen Kristalle
- Nichtsensitive Bereiche

Für die Untersuchung der Uniformität der Energiemessung und der Energieauflösung wie auch für alle weiteren Untersuchungen der Abhängigkeiten vom Einschußort werden die Polarkoordinaten R für die Radiuskoordinate und φ für die Winkelkoordinate als Angabe des Einschußortes gewählt. Es wurde ein Radialscan über alle sechs verschiedenen Kristalltypen durchgeführt. Dazu wurden die Kristalle parallel zu ihrer Längsachse mit Elektronen der Energie $E = 3 \text{ GeV}$ beschossen und der Einschußort nach jeweils 3000 aufgezeichneten Ereignissen mit einer Schrittweite von 3 mm entlang der Mitten der Kristalle verändert (R ist die Variable der Einschußkoordinaten - siehe Abbildung 4.15).

Der Radialscan erstreckte sich vom innersten bis zum äußersten Rand des Kalorimeters ($81 \text{ mm} \leq R \leq 164 \text{ mm}$).

4.4.4.1 Ortsabhängigkeit der Energiedeposition

Für die Rekonstruktion der Einschußenergie wurde über die Einträge im vom Primärteilchen getroffenen Kristall und seiner acht direkten Nachbarn summiert. Wurde ein Randkristall des Kalorimeters getroffen, so wurde die Energiesumme der an dem Rand liegenden 9er Kristallmatrix gebildet. Die Abbildung 4.16 zeigt die gemessene Energie als Funktion des Einschußortes. Die gefüllten Symbole geben die im Einzelkristall gemessenen Energien wieder und die offenen Symbole die Energiesumme der neun Kristalle einer Matrix. Zur Übersicht sind die Kristallgrenzen in die Abbildung eingezeichnet worden.

Mittlerer Kalorimeterbereich

Die in einem Einzelkristall deponierte Energie ist sehr stark vom Einschußort abhängig. Wird die Energiesumme aus neun Kristallen der Matrix gebildet, so zeigt sie eine Uniformität von $\pm 3\%$ im Bereich der mittleren Kristalle (Typ 2 bis 5). Mit den Rändern der Einzelkristalle

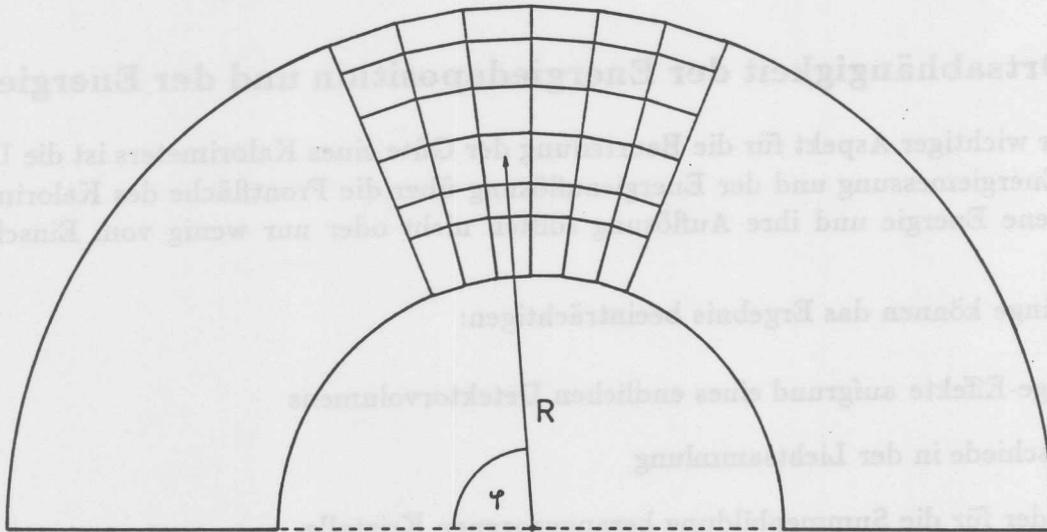


Abbildung 4.15: Einführung von Polarkoordinaten für Ortsangaben auf der Frontfläche der BGO-Matrix, wie z.B. für den Einschußort von Elektronen. R ist der Radiusvektor und φ der Azimutwinkel.

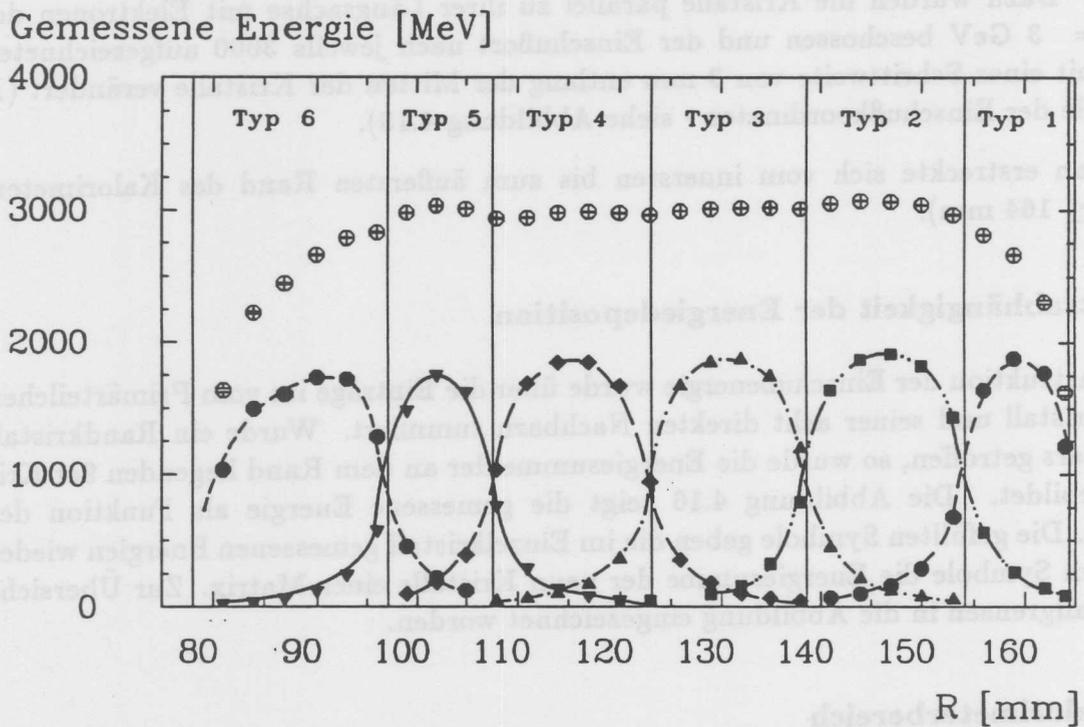


Abbildung 4.16: Radiale Ortsabhängigkeit der Energiedeposition für Einzelkristalle (ausgefüllte Symbole) und 9er Matrixen (offene Symbole) bei 3 GeV Einschußenergie.

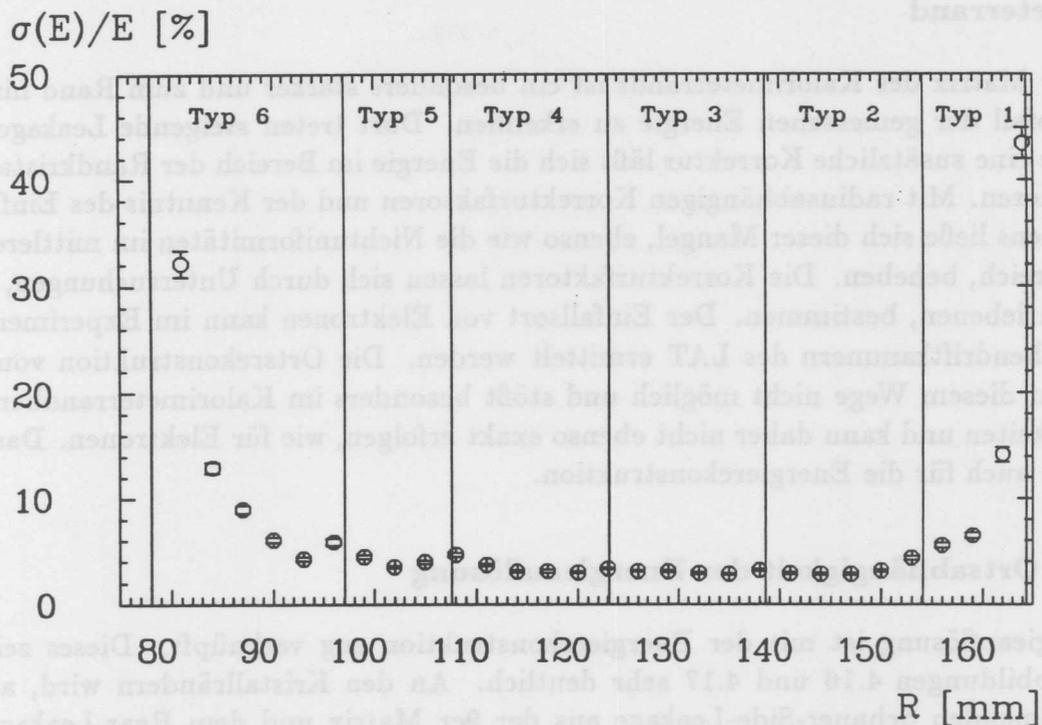


Abbildung 4.17: Radiale Ortsabhängigkeit der Energieauflösung für eine 9er Matrix bei 3 GeV Einschußenergie.

ist eine Abnahme der mit der 9er Matrix gemessenen Energie korreliert. Dieser Effekt ist in der Abbildung 4.17 aufgrund des gewählten Maßstabs jedoch nur schwer zu erkennen.

Diese Abnahme kann mit dem zunehmenden Herauslecken des Schauers aus dem endlichen Volumen der für die Energiesummenbildung benutzten Matrix aus neun Kristallen beim Verändern des Einschußortes mit Richtung auf den Kristallrand erklärt werden. Sie muß aber auch mit der realen Kalorimeterkonstruktion in Verbindung gebracht werden. Denn im BGO-Kalorimeter gibt es nicht-sensitive Lücken mit einer Breite von $100 \mu\text{m}$ bis zu $200 \mu\text{m}$ zwischen den Kristallen, und die Pulshöhe des von der Photodiode erzeugten Signals ist vom Ort des erzeugten Lichts im Kristall abhängig. Damit trägt auch eine schlechtere Lichtsamm- lung am Kristallrand zur Abweichung von der Uniformität der Energiemessung bei.

Ein zum Vergleich mit den Meßdaten durch EGS konstruierter Radialscan erzeugt nach glei- cher Analyse Datenpunkte für die Energiesumme aus neun Kristallen, die ebenfalls eine Ab- nahme der rekonstruierten Energie an den Kristallrändern zeigen. Die Abnahme ist jedoch nicht so stark ausgeprägt wie bei den Meßdaten, da im EGS keine nicht-sensitiven Berei- che (Lücken) zwischen den Kristallen und auch keine ortsabhängigen Lichtsamm- lungseffekte berücksichtigt wurden. Der einzige Grund für die Abnahme im EGS an den Kristallrändern liegt daher nur am zunehmenden Herauslecken des Schauers aus dem endlichen Volumen der 9er Matrix. Die Uniformität der mit EGS konstruierten Energiesumme aus neun Kristallen beträgt im Bereich der mittleren Kristalle $\pm 2\%$.

Kalorimeterrand

In der 9er Matrix des Kalorimeterrands ist ein besonders starker und zum Rand hin anhaltender Abfall der gemessenen Energie zu erkennen. Dort treten steigende Leakageverluste auf. Ohne eine zusätzliche Korrektur läßt sich die Energie im Bereich der Randkristalle nicht rekonstruieren. Mit radiusabhängigen Korrekturfaktoren und der Kenntnis des Einfallsortes des Teilchens ließe sich dieser Mangel, ebenso wie die Nichtuniformitäten im mittleren Kalorimeterbereich, beheben. Die Korrekturfaktoren lassen sich durch Untersuchungen, wie den hier beschriebenen, bestimmen. Der Einfallsort von Elektronen kann im Experiment durch die Röhrendriftkammern des LAT ermittelt werden. Die Ortsrekonstruktion von Photonen ist auf diesem Wege nicht möglich und stößt besonders im Kalorimeterrandbereich auf Schwierigkeiten und kann daher nicht ebenso exakt erfolgen, wie für Elektronen. Das gleiche gilt damit auch für die Energierekonstruktion.

4.4.4.2 Ortsabhängigkeit der Energieauflösung

Die Energieauflösung ist mit der Energierekonstruktion eng verknüpft. Dieses zeigen die beiden Abbildungen 4.16 und 4.17 sehr deutlich. An den Kristallrändern wird, aufgrund des zunehmenden Schauer-Side-Leakage aus der 9er Matrix und dem Rear-Leakage durch die Lücken zwischen den Kristallen, weniger Energie deponiert. In den Randkristallen des Detektors ist nach außen ein starkes Ansteigen des Leakage zu erkennen, was mit einer besonders stark steigenden Energieauflösung verbunden ist. Diese Leakage-Effekte verschlechtern die Energieauflösung (siehe Abschnitt 2.3.2). Die Energieauflösung beträgt bei 3 GeV Einschußenergie im mittleren Bereich des Kalorimeters (Kristalltyp 2-5) mit Ausnahme der Kristallränder im Mittel $\sigma(E)/E = 2.9\%$. An den Kristallrändern steigt die Auflösung auf einen Wert von $\sigma(E)/E = 4.6\%$ an. Sie wird durch eine verbesserte Uniformität der Energiedeposition verbessert werden können.

Einsatz im LAT

Im Experiment werden Elektronen und Photonen das BGO-Kalorimeter in einem Winkel θ zwischen 55 mrad und 110 mrad zur Strahlachse durchqueren. Die Lücken zwischen den Kristallen unterschiedlichen Typs haben dann für die Energieauflösung keine Bedeutung mehr. Das bei geradem Einschuß auftretende longitudinale Leakage mit der damit verbundenen starken Verschlechterung der Energieauflösung entfällt. Dadurch ist zu erwarten, daß sich während des Experiments die Uniformität sowohl der Energiedeposition als auch der Auflösung in radialer Richtung verbessert. Untersuchungen von [BIE84] zeigen, daß bei Schrägeinschuß die Energiesumme der 9er Matrix und die Energieauflösung nicht verändert werden.

4.4.5 Ortsauflösung

Schwerpunktmethode

Ein einfaches Verfahren zur Ortsbestimmung eines Elektrons oder Photons mit einem elektromagnetischen Kalorimeter ist die Schwerpunktmethode. Eine Voraussetzung für die Anwendung dieser Methode ist ein transversal zur Einfallrichtung des Teilchens segmentiertes Kalorimeter. Die laterale Entwicklung des Schauers führt dann bei entsprechender Wahl der Segmentgröße zur Verteilung der Energie auf mehrere benachbarte Segmente. Die prozentual zur Gesamtenergie in den einzelnen Segmenten deponierte Energie hängt vom Abstand zur Schauerachse ab. Mit der aus dieser Kenntnis entwickelten Gleichung,

$$X_{CG} = \frac{\sum_i X_i \cdot E_i}{\sum_i E_i} \quad (4.6)$$

läßt sich ein Schauerschwerpunkt X_{CG} bestimmen. E_i ist die im i -ten Segment deponierte Energie und X_i der Mittelpunkt des i -ten Segments. Das heißt, daß die Orte der Segmente mit der in ihnen deponierten Energie gewichtet werden.

Verbesserte Schwerpunktmethode

Da jedoch das laterale Profil der Schauerenergie nicht linear ist, entspricht der berechnete Schauerschwerpunkt nicht dem wahren Ort der Schauerachse. Das laterale Schauerprofil hat eine exponentielle Form und wird wie folgt parametrisiert [BUS73]:

$$E(X - X_0, t) = E(0) \cdot \exp[-|X - X_0|/b(t)] \quad (4.7)$$

Die Größe $|X - X_0|$ ist der Abstand vom Ort X_0 der Schauerachse und $b(t)$ beschreibt die seitliche Abschwächung des Schauers, die sich mit der Tiefe t des Schauers verändert. Das heißt, daß sich die laterale Schauerform mit der Tiefe der Schauerentwicklung im Kalorimeter ändert. Da das untersuchte BGO-Kalorimeter nur quer zur Schauerachse segmentiert ist, wird für Berechnungen eine über die Tiefe des Schauers gemittelte Abschwächungslänge b verwendet. Mit diesem Ansatz und der Gleichung 4.6 läßt sich ein Zusammenhang zwischen dem Schwerpunktsort X_{CG} und dem wahren Ort X_0 der Schauerachse herstellen:

$$X_{CG} = \Delta \cdot \frac{\sinh((X_0 - X_M)/b)}{\sinh(\Delta/b)} + X_M \quad (4.8)$$

Die Größe Δ ist die halbe Breite eines Segments und X_M der Ort der Segmentmitte. Diese Funktion gilt mit fester Segmentgröße Δ , Abschwächungslänge b und Position X_M der Segmente jeweils immer nur für das betrachtete Segment in den Grenzen $-\Delta \leq X_0 - X_M \leq +\Delta$. Sie wird durch die gleiche Funktion mit entsprechend geänderten Größen für das Nachbarsegment fortgesetzt.

Mit der Berechnung des Schauerschwerpunkts nach Gleichung 4.6 und dem Zusammenhang nach Gleichung 4.8 läßt sich der wahre Ort der Schauerachse und damit der Einschufort des den Schauer initiiierenden Primärteilchens bestimmen.

4.4.5.1 Durchführung der Messungen

Zur Untersuchung der Ortsrekonstruktion und der Ortsauflösung wurden ein Radialscan und ein Winkelscan mit Elektronen der Energie $E = 3$ GeV durchgeführt. Die Einfallsrichtung der Elektronen verlief parallel zur Längsachse der Kristalle.

Ortsangaben werden in Polarkoordinaten, R für den Radius und φ für den Winkel, gemacht. Der Ursprung des Radiusvektors ist der Abbildung 4.15 zu entnehmen. Der Winkel wird relativ zur Mitte eines Kristalls angegeben.

Beim Radialscan wurde der Einschußort in 3 mm Schritten über die Mitte der Kristalle des Typs 1 bis 6 verändert. Er erstreckte sich von $81 \text{ mm} \leq R \leq 164 \text{ mm}$ ($\varphi = \text{const}$). Beim Winkelscan wurde der Einschußort in 3 mm Schritten über die Mitte von drei Kristallen des Typs 3 verändert. Er erstreckte sich über einen Winkel von 22° ($R = \text{const}$). Je Einschußort wurden sowohl für den Radialscan als auch für den Winkelscan 3000 Ereignisse aufgezeichnet.

4.4.5.2 Auswertung und Fehlerbetrachtung

Ortsrekonstruktion und Auflösung mit der Schwerpunktmethode

Zur Berechnung des Schauerschwerpunkts wurde die Energiedeposition und die Lage von drei benachbarten Kristallen herangezogen. Als Mittelkristall von Dreien wurde der Kristall gewählt, auf dessen Position die Mitte des durch den Lochtrigger definierten Strahls zeigte. Mit der Gleichung 4.6 wurde für jedes Ereignis der Schwerpunktsort errechnet. 3000 Ereignisse ergaben eine Verteilung der berechneten Schwerpunktsorte (siehe Abbildung 4.18 für den Radialscan). Die Abbildung 4.18 gibt die Asymmetrie der Schwerpunktsort-Verteilung bei fester Lochtriggerposition wieder, die dort anzutreffen ist, wo es zwischen Schwerpunkts- und Lochtriggerort keinen linearen Zusammenhang gibt. Die symmetrische Einschußverteilung des Lochtriggers wird durch die Schwerpunktmethode im nichtlinearen Bereich auf eine asymmetrische Verteilung abgebildet. Sie ist dort am Größten, wo die 2. Ableitung der Funktion 4.8 ihr Maximum hat. Die Maxima der Schwerpunktsort-Verteilung wurden gegen die Lochtriggerpositionen aufgetragen (siehe Abbildungen 4.19 für den Radialscan und 4.20 für den Winkelscan). Sie zeigen die erwartete Abweichung von der Geraden. Die in Abbildung 4.20 an die Datenpunkte gezeichneten Fehlerbalken σ_φ stehen für die Breite der Verteilungen unterhalb und oberhalb des Maximums der gemessenen asymmetrischen Ortsverteilungen.

Aus der Steigung der Funktion 4.8 für X_{CG} wird ersichtlich, daß der Schwerpunktsort in der Kristallmitte relativ unempfindlich gegen Positionsveränderungen des Lochtriggers ist, während er an der Kristallgrenze starken Änderungen unterworfen ist. Das liegt daran, daß bei Einschuß in den mittleren Kristallbereich in den für die Schwerpunktsbildung bedeutsamen Nachbarkristallen relativ wenig Energie deponiert wird und damit eine Änderung des Einschußorts eine nur kleine Änderung des Schwerpunktsortes zur Folge hat. Dieser Effekt vergrößert sich mit steigender Breite der Segmente. Damit verbunden ist eine zunehmende Abweichung des Schwerpunktsortes vom wahren Einschußort. Das ist in der Abbildung 4.19 im Vergleich der Datenpunkte im Bereich des breiten Kristalltyps 4 und des schmalen Kristalltyps 5 deutlich zu erkennen.

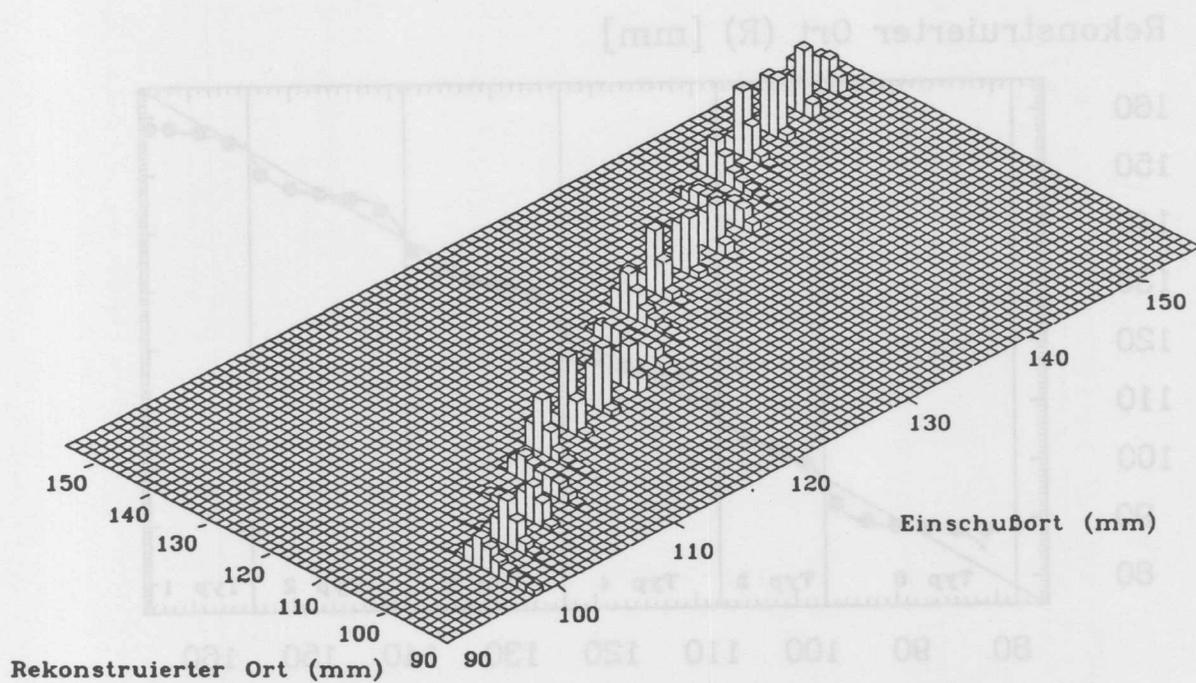


Abbildung 4.18: Mit der Schwerpunktmethode berechnete Orte der Schauerachse sind gegen die Positionen des Lochtriggers (Einschußorte) aufgetragen. Die Quaderhöhe gibt die Häufigkeit des rekonstruierten Ortes für eine feste Lochtriggerposition an (Radialscan).

Rekonstruierter Ort (R) [mm]

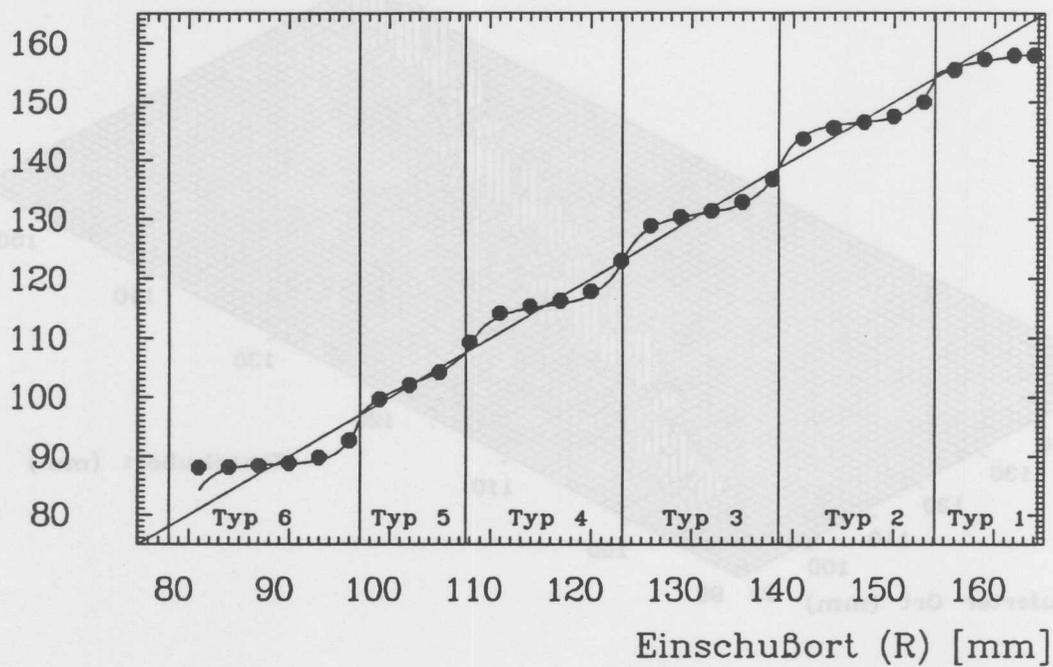


Abbildung 4.19: Die Maxima der Schwerpunktsort-Verteilungen aus jeweils 3000 Ereignissen je Lochtriggerposition sind gegen die Positionen des Lochtriggers (Einschußorte) aufgetragen und als Punkte dargestellt. Die durchgezogene Kurve stellt den funktionalen Zusammenhang aus der Gleichung 4.8 zwischen dem Schwerpunktsort und der Lochtriggerposition dar. (Radialscan).

Die Schwerpunktsorte zeigen für den Radialscan am äußeren Rand der Kalorimeter über die gesamte Breite des Kristalltyps 1 eine schwache Abhängigkeit vom Einschubort, die sich in einer erheblichen einseitigen Abweichung zu kleineren Radialwerten zeigt. Es fehlt der äußere Nachkristall mit seinem Einwirkungsgebiet als "Gegengewicht" zum inneren Nachkristall, der alleine den Wert des Schwerpunktsortes zu kleineren Radialwerten verschiebt. Am inneren Kalorimeterrand befindet sich ein harter Kristall, der mit seinem Einwirkungsgebiet ein ausgleichendes "Gewicht" verfügt, um den Effekt des fehlenden Nachkristalls erst an seinem Rand, ab 5 mm vor der Detektorplatte, zu zeigen. Ein Anstieg von Leuchtintensität am Detektorrand führt zu steigenden Platinations- oder Schwerpunktsorten, die eine Ortskorrektur erheblich verschleppen oder ändern werden lassen.

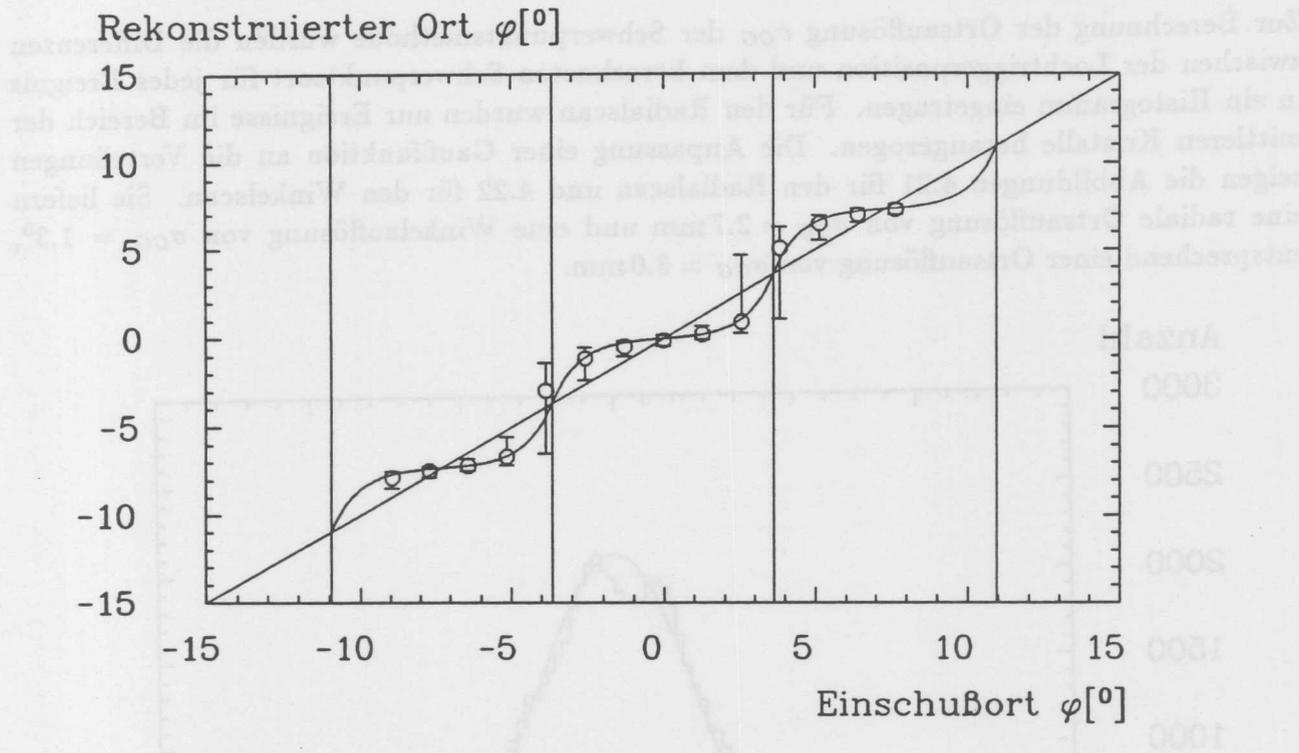


Abbildung 4.20: Die Maxima der Schwerpunktsort-Verteilungen aus jeweils 3000 Ereignissen je Lochtriggerposition sind gegen die Positionen des Lochtriggers (Einschuborte) aufgetragen und als Punkte dargestellt. Die Fehlerbalken geben die Asymmetrie und Breite einer Verteilung wieder. Der Winkel φ bezieht sich auf eine Kristallmitte. Die durchgezogene Kurve stellt den funktionalen Zusammenhang aus der Gleichung 4.8 zwischen dem Schwerpunktsort und der Lochtriggerposition (Einschubort) dar. Auf der Geraden sind Einschubort und rekonstruierter Ort identisch (Winkelscan).

Die Schwerpunktsorte zeigen für den Radialscan am äußeren Rand des Kalorimeters über die gesamte Breite des Kristalltyps 1 eine schwache Abhängigkeit vom Einschußort, die sich in einer erheblichen einseitigen Abweichung zu kleineren Radiuswerten zeigt. Es fehlt der äußere Nachbarkristall mit seinem Energieinhalt als "Gegengewicht" zum inneren Nachbarkristall, der alleine den Wert des Schauerschwerpunktorts zu kleineren Radien verschiebt. Am inneren Kalorimeterrand befindet sich ein breiter Kristall, der mit seinem Energieinhalt über ein ausreichendes "Gewicht" verfügt, um den Effekt des fehlenden Nachbarkristalls erst an seinem Rand, ab 5 mm vor der Detektorgrenze, zu zeigen. Ein Anstieg von Leakagefluktuationen am Detektorrand führt zu steigenden Fluktuationen des Schwerpunktsortes, die eine Ortsrekonstruktion erheblich verschlechtern oder sinnlos werden lassen.

Zur Berechnung der Ortsauflösung σ_{CG} der Schwerpunktmethode wurden die Differenzen zwischen der Lochtriggerposition und dem berechneten Schwerpunktsort für jedes Ereignis in ein Histogramm eingetragen. Für den Radialscan wurden nur Ereignisse im Bereich der mittleren Kristalle herangezogen. Die Anpassung einer Gaußfunktion an die Verteilungen zeigen die Abbildungen 4.21 für den Radialscan und 4.22 für den Winkelscan. Sie liefern eine radiale Ortsauflösung von $\sigma_{CG} = 2.7$ mm und eine Winkelauflösung von $\sigma_{CG} = 1.3^\circ$, entsprechend einer Ortsauflösung von $\sigma_{CG} = 3.0$ mm.

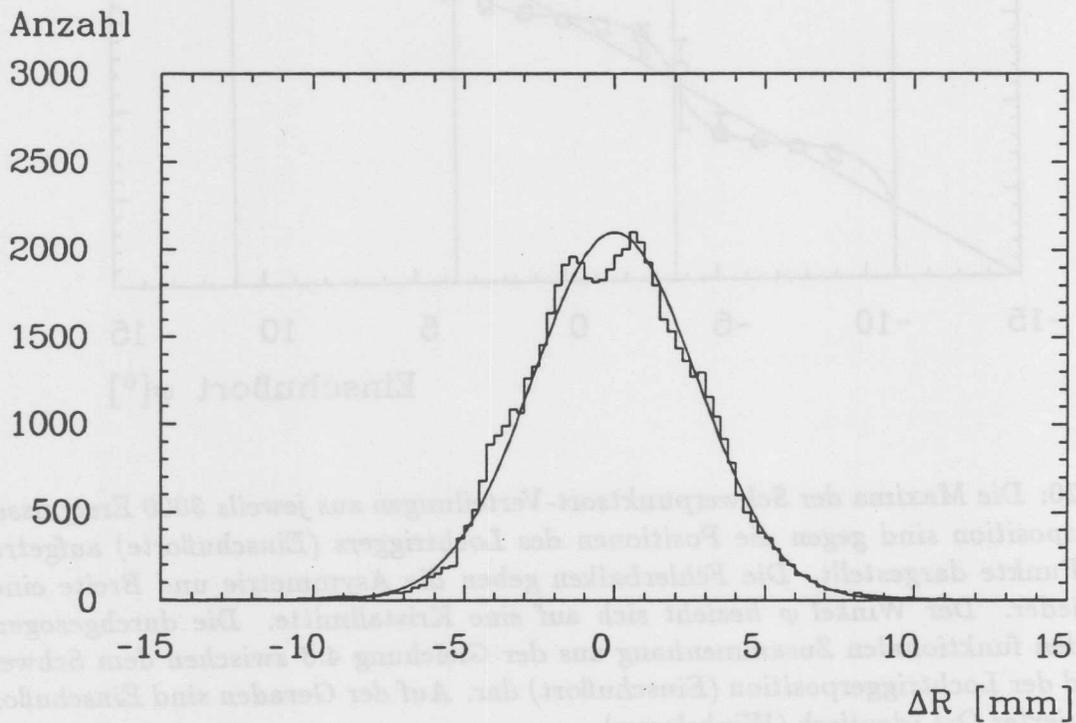


Abbildung 4.21: Histogramm der Differenzen zwischen der Lochtriggerposition und dem rekonstruierten Schwerpunktsort mit einer an die Verteilung angepaßten Gaußkurve (Radialscan).

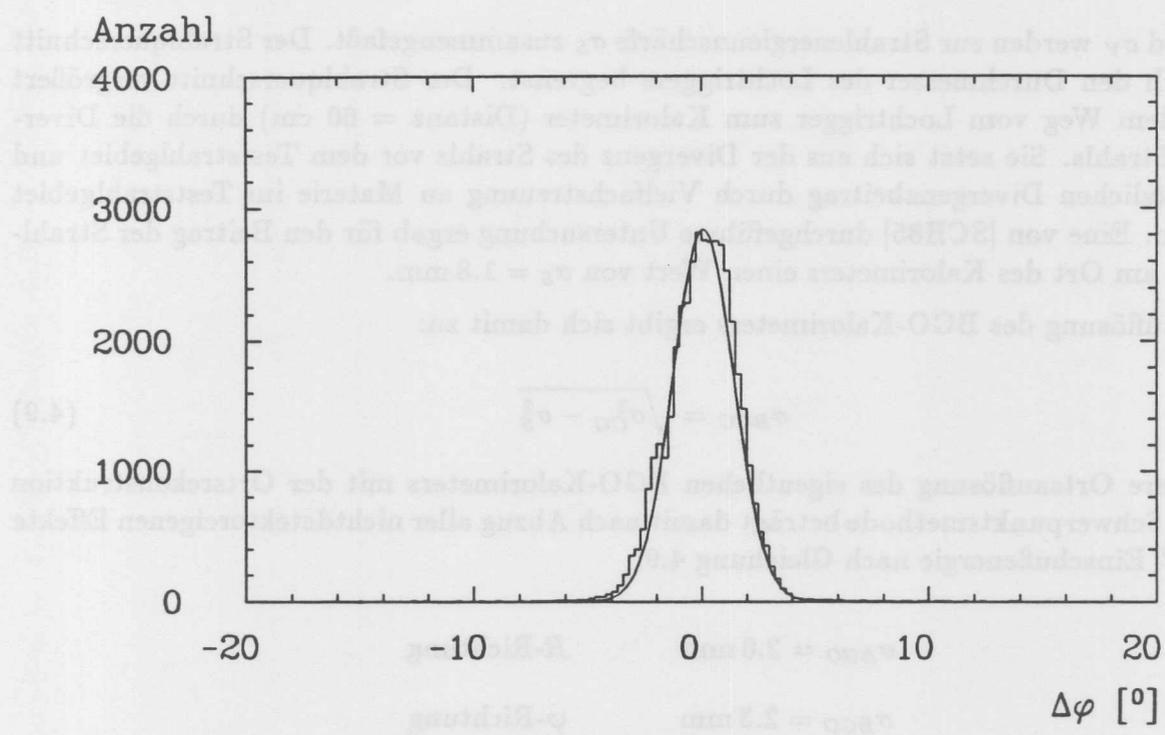


Abbildung 4.22: Histogramm der Differenzen zwischen der Lochtriggerposition und dem rekonstruierten Schwerpunktsort mit einer an die Verteilung angepaßten Gaußkurve (Winkel-scan).

Fehlerbetrachtung

Die Ortsauflösung σ_{CG} setzt sich aus vier Beiträgen zusammen:

$$\sigma_{CG} = \sqrt{\sigma_{BGO}^2 + \sigma_L^2 + \sigma_D^2 + \sigma_V^2}$$

σ_{BGO}	=	Kalorimetrauflösung	} $\sigma_S =$ Strahlunschärfe
σ_L	=	Lochtriggergröße	
σ_D	=	Strahldivergenz	
σ_V	=	Vielfachstreuung	

σ_L , σ_D und σ_V werden zur Strahlenergieunschärfe σ_S zusammengefaßt. Der Strahlquerschnitt wird durch den Durchmesser des Lochtriggers begrenzt. Der Strahlquerschnitt vergrößert sich auf dem Weg vom Lochtrigger zum Kalorimeter (Distanz = 60 cm) durch die Divergenz des Strahls. Sie setzt sich aus der Divergenz des Strahls vor dem Teststrahlgebiet und dem zusätzlichen Divergenzbeitrag durch Vielfachstreuung an Materie im Teststrahlgebiet zusammen. Eine von [SCH85] durchgeführte Untersuchung ergab für den Beitrag der Strahlunschärfe am Ort des Kalorimeters einen Wert von $\sigma_S = 1.8$ mm.

Die Ortsauflösung des BGO-Kalorimeters ergibt sich damit zu:

$$\sigma_{BGO} = \sqrt{\sigma_{CG}^2 - \sigma_S^2} \quad (4.9)$$

Die mittlere Ortsauflösung des eigentlichen BGO-Kalorimeters mit der Ortsrekonstruktion durch die Schwerpunktmethode beträgt damit nach Abzug aller nichtdetektoreigenen Effekte bei 3 GeV Einschußenergie nach Gleichung 4.9:

$$\sigma_{BGO} = 2.0 \text{ mm} \quad R\text{-Richtung}$$

$$\sigma_{BGO} = 2.3 \text{ mm} \quad \varphi\text{-Richtung}$$

Ortsrekonstruktion und Auflösung mit der verbesserten Schwerpunktmethode

Die Ortsrekonstruktion und Auflösung kann verbessert werden, indem mit Hilfe der Gleichung 4.8 die Schwerpunktsorte auf die wahren Einschußorte korrigiert werden.

Die Orte X_M der Kristallmitten und die Breite Δ der Kristalle sind durch die Geometrie des BGO-Kalorimeters festgelegt. Mit einem Fit der Funktion 4.8 an die Schwerpunktsorte der Abbildung 4.19 und 4.20 wurde die Abschwächungslänge b für jeden Kristalltyp bestimmt. Das Resultat des Fits ist aus den Abbildungen 4.19 und 4.20 zu ersehen. Sie zeigen, daß die gemessenen Schwerpunktsorte durch die Funktion 4.8, als durchgezogene Kurve dargestellt, gut beschrieben werden.

Durch die Anwendung der Gleichung 4.8 wurde für jedes Ereignis der berechnete Schwerpunktsort korrigiert. 3000 Ereignisse je Lochtriggerposition ergaben eine Verteilung der korrigierten Schwerpunktsorte (siehe Abbildung 4.23 für den Radialscan). Die Asymmetrie der Verteilungen bei konstanter Lochtriggerposition ist fast verschwunden und die Breiten der Verteilungen haben sich einander angenähert. Die Maxima der Schwerpunktsort-Verteilungen wurden gegen die Lochtriggerpositionen aufgetragen. Das Ergebnis zeigen die Abbildungen 4.24 für den Radialscan und 4.25 für den Winkelscan. Die Datenpunkte liegen auf der Geraden.

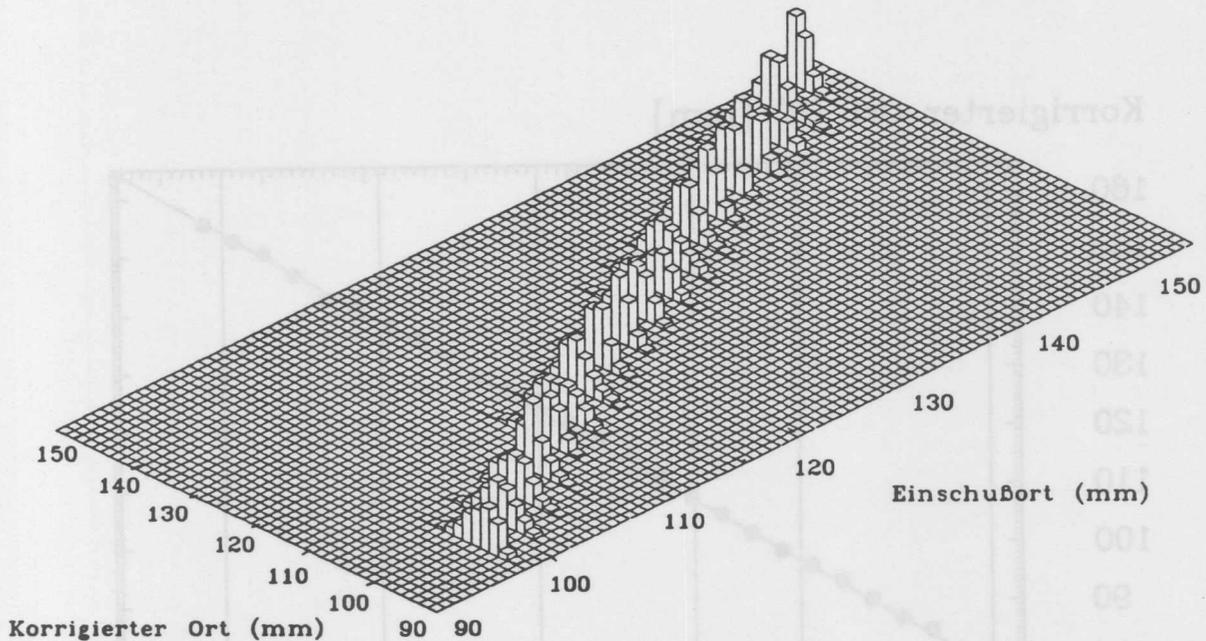


Abbildung 4.23: Mit der Gleichung 4.8 korrigierte Schwerpunktsorte sind gegen die Positionen des Lochtriggers (Einschußorte) aufgetragen. Die Quaderhöhe gibt die Häufigkeit des rekonstruierten Ortes bei fester Lochtriggerposition an (Radialscan).

Die Ortsunsicherheit ist in den Kristallmitten jedoch etwas größer als an den Kristallrändern, da beim Einschub auf die Kristallmitte im Zentralkristall die meiste Energie deponiert wird und in den für die Ortsrekonstruktion wichtigen Nachbarkristallen relativ wenig. Der Energieinhalt der Nachbarkristalle unterliegt starken Fluktuationen, die die Ortsauflösung verschlechtern.

Für die Bestimmung der mittleren Ortsauflösung σ_{CG_K} der korrigierten Schwerpunktsorte wird für jedes Ereignis, außer in den Randkristallen des Radialscans, die Differenz zwischen berechnetem korrigierten Ort und der Lochtriggerposition in ein Histogramm eingetragen (siehe Abbildungen 4.26 für den Radialscan und 4.27 für den Winkelscan). Die an die Verteilungen angepaßte Gaußkurve ergibt eine radiale Ortsauflösung von $\sigma_{CG_K} = 2.3 \text{ mm}$ und eine Ortsauflösung in φ -Richtung von $\sigma_{CG_K} = 2.5 \text{ mm}$.

Durch die Anwendung der Gleichung 4.8 wurde für jedes Ereignis der berechnete Schwerpunkt sortiert. 3000 Ereignisse je Lochtriggerposition ergaben eine Verteilung der korrigierten Schwerpunkte (siehe Abbildung 4.23 für den Radialscan). Die Asymmetrie der Verteilungen bei konstanter Lochtriggerposition ist fast verschwindend und die Punkte der Verteilungen haben sich einander angenähert. Die Maxima der Schwerpunktsort-Verteilungen wurden gegen die Lochtriggerpositionen aufgetragen. Das Ergebnis zeigt die Abbildung 4.24 für den Radialscan und 4.25 für den Winkelscan. Die Datenpunkte liegen auf der Geraden.

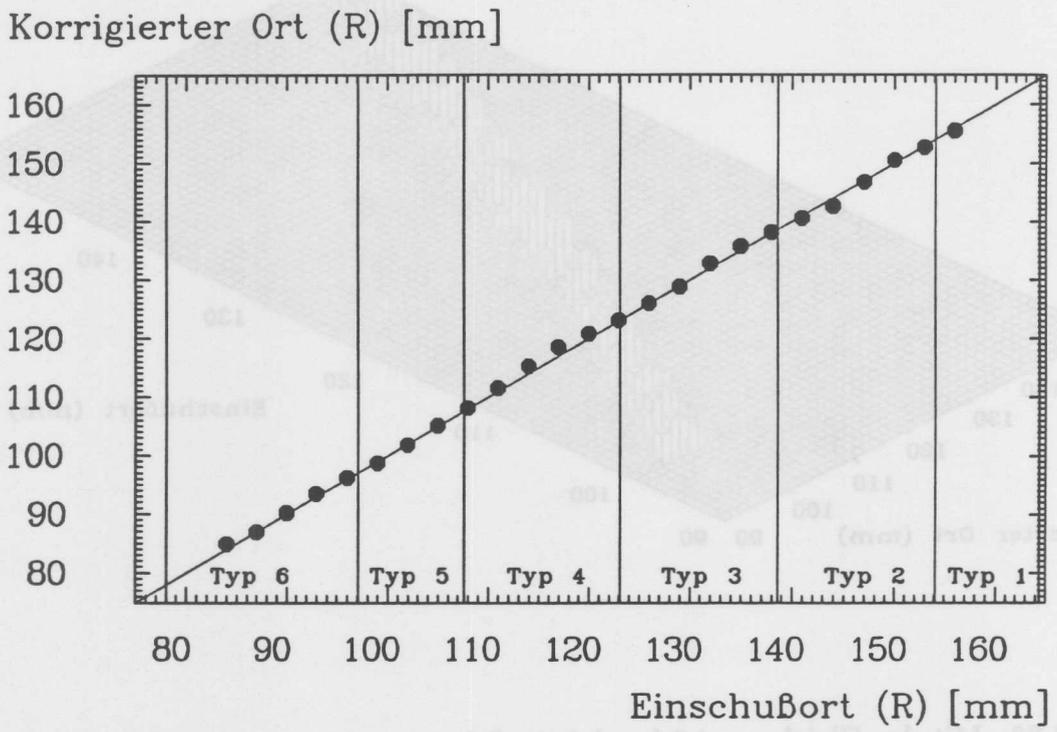


Abbildung 4.24: Die Maxima der Verteilungen der mit der Gleichung 4.8 korrigierten Schwerpunktsorte aus jeweils 3000 Ereignissen je Lochtriggerposition sind gegen die Positionen des Lochtriggers (Einschußorte) aufgetragen und als Punkte dargestellt. Die Gerade stellt den idealen funktionalen Zusammenhang zwischen dem korrigierten Schwerpunktsort und der Lochtriggerposition dar (Radialscan).

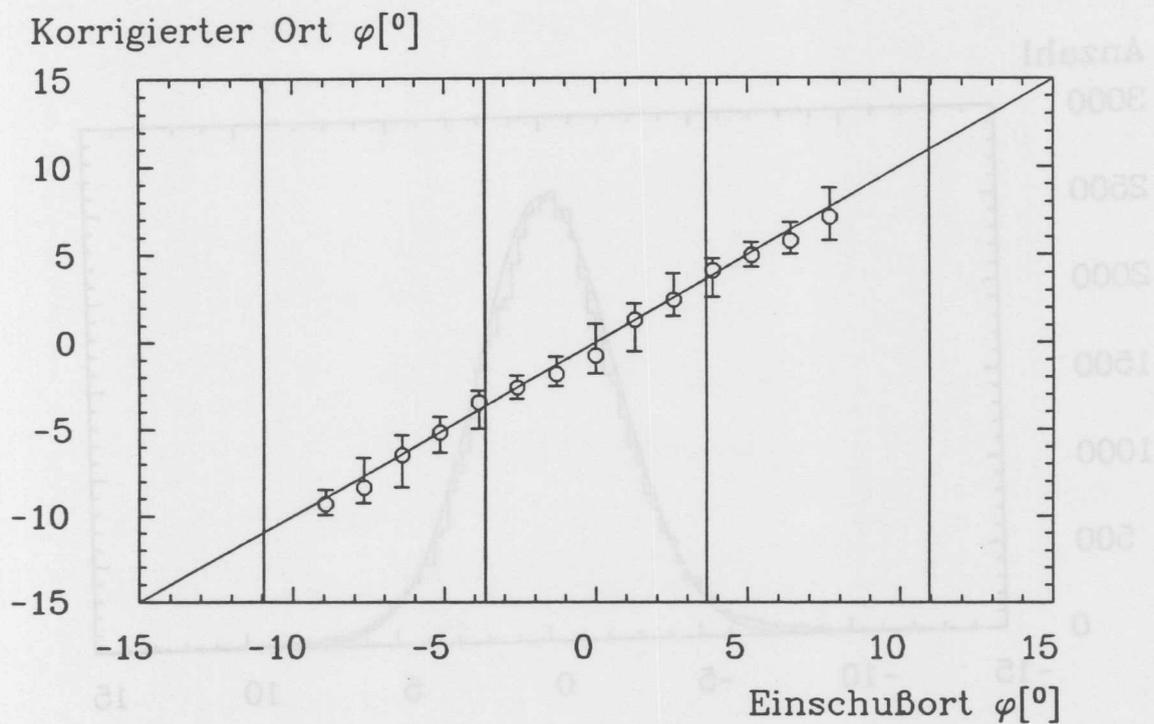


Abbildung 4.25: Die Maxima der Verteilungen der mit der Gleichung 4.8 korrigierten Schwerpunktsorte aus jeweils 3000 Ereignissen je Lochtriggerposition sind gegen die Positionen des Lochtriggers (Einschußorte) aufgetragen und als Punkte dargestellt. Die Fehlerbalken geben die Breite einer Verteilung wieder. Die Gerade stellt den idealen funktionalen Zusammenhang zwischen dem korrigierten Schwerpunktsort und der Lochtriggerposition dar (Winkelscan).

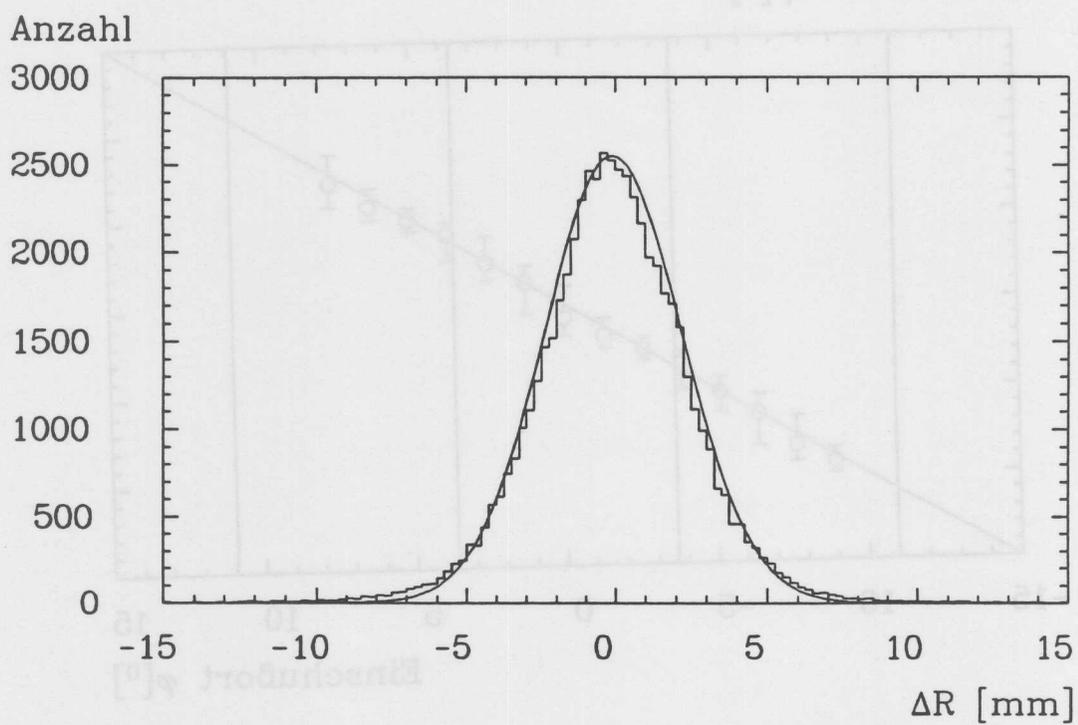


Abbildung 4.26: Histogramm der Differenzen zwischen der Lochtriggerposition und dem rekonstruierten, korrigierten Schwerpunktsort mit einer an die Verteilung angepaßten Gaußfunktion (Radialscan).

Auslösung	R-Richtung		q-Richtung	
	Messung [mm]	EGS [mm]	Messung [mm]	EGS [mm]
900	2.0	2.0	2.3	2.1
900	1.4	1.4	1.7	1.4

Tabelle 4.4: Detaillierte Ortsauflösung des BOO-Kalorimeters in R- und q-Richtung bei 3 GeV Erstrahlungenergie. Die Ortsauflösung σ_{EGS} ist nach der Schwerpunktmethode und σ_{900} nach der verbesserten Schwerpunktmethode bestimmt.

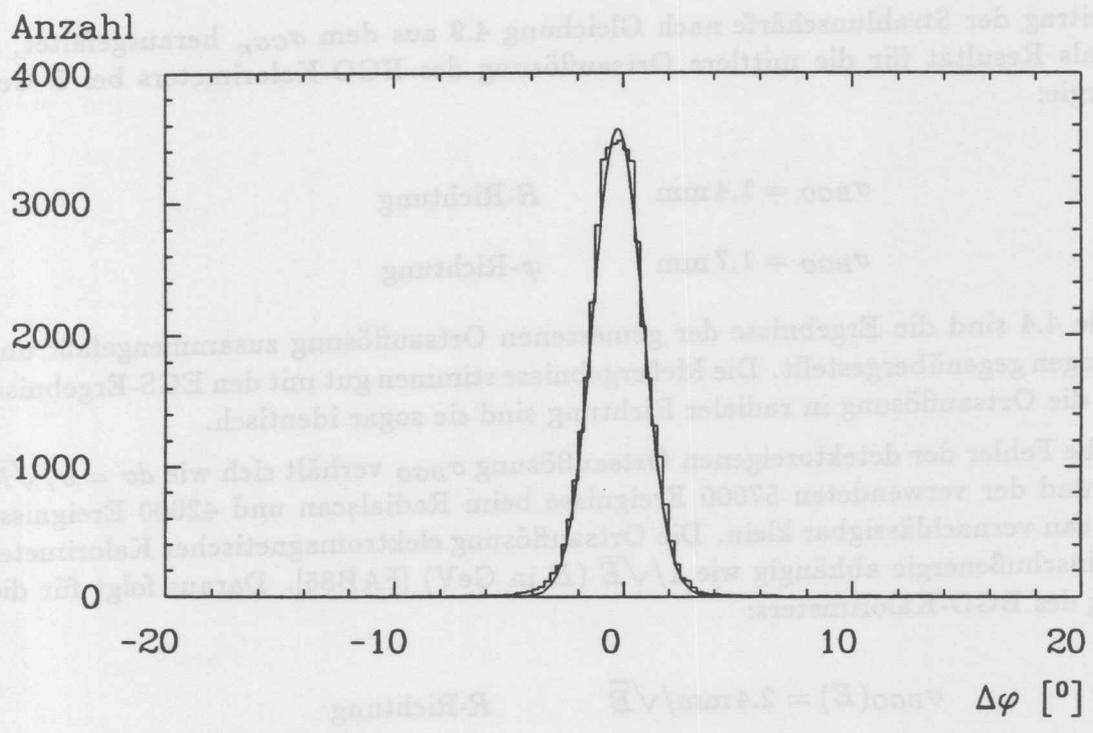


Abbildung 4.27: Histogramm der Differenzen zwischen der Lochtriggerposition und dem rekonstruierten, korrigierten Schwerpunktsort mit einer an die Verteilung angepaßten Gaußfunktion (Winkelscan).

Auflösung	R-Richtung		φ -Richtung	
	Messung [mm]	EGS [mm]	Messung [mm]	EGS [mm]
σ_{CG}	2.0	2.0	2.3	2.1
σ_{CG_K}	1.4	1.4	1.7	1.4

Tabelle 4.4: Detektoreigene Ortsauflösung des BGO-Kalorimeters in R- und φ -Richtung bei 3 GeV Einschußenergie. Die Ortsauflösung σ_{CG} ist nach der Schwerpunktmethode und σ_{CG_K} nach der verbesserten Schwerpunktmethode bestimmt.

Fehlerbetrachtung

Wird der Beitrag der Strahlenschärfe nach Gleichung 4.9 aus dem σ_{CG_K} herausgefaltet, so erhält man als Resultat für die mittlere Ortsauflösung des BGO-Kalorimeters bei 3 GeV Einschußenergie:

$$\sigma_{BGO} = 1.4 \text{ mm} \quad R\text{-Richtung}$$

$$\sigma_{BGO} = 1.7 \text{ mm} \quad \varphi\text{-Richtung}$$

In der Tabelle 4.4 sind die Ergebnisse der gemessenen Ortsauflösung zusammengefaßt und EGS-Rechnungen gegenübergestellt. Die Meßergebnisse stimmen gut mit den EGS-Ergebnissen überein. Für die Ortsauflösung in radialer Richtung sind sie sogar identisch.

Der statistische Fehler der detektoreigenen Ortsauflösung σ_{BGO} verhält sich wie $d\sigma = \sigma/\sqrt{N}$ und ist aufgrund der verwendeten 57000 Ereignisse beim Radialscan und 42000 Ereignisse beim Winkelscan vernachlässigbar klein. Die Ortsauflösung elektromagnetischer Kalorimeter ist von der Einschußenergie abhängig wie $1/\sqrt{E}$ (E in GeV) [FAB85]. Daraus folgt für die Ortsauflösung des BGO-Kalorimeters:

$$\sigma_{BGO}(E) = 2.4 \text{ mm}/\sqrt{E} \quad R\text{-Richtung}$$

$$\sigma_{BGO}(E) = 2.9 \text{ mm}/\sqrt{E} \quad \varphi\text{-Richtung}$$

Kapitel 5

Langzeitkonstanztest

Das BGO-Kalorimeterprinzip beruht auf dem linearen Zusammenhang zwischen der im Detektor deponierten Energie und der dadurch im BGO erzeugten Lichtmenge, die durch eine Kette von elektronischen Bauteilen linear weiterverarbeitet wird, bis das Signal als Inhalt eines ADC-Kanals zur Auslese und Speicherung durch einen Rechner bereitliegt. Der zahlenmäßige Zusammenhang zwischen dem ADC-Eintrag und der deponierten Energie wird durch eine Eichung festgelegt. Diese Eichung bedeutet, wie es im Abschnitt 4.4.1 für die Kalibration der Einzelkristalle beschrieben wird, die Bestimmung zweier Eichpunkte, die den Energienullpunkt (ADC-Pedestal) und die Steigung der Eichgeraden festlegen. Damit läßt sich aus dem gemessenen ADC-Eintrag umgekehrt die im BGO-Kristall deponierte Energie berechnen.

Diese absolute Energieeichung kann sich mit der Zeit verändern. Fehler in der Energiekonstruktion sind die Folge. Deshalb ist eine regelmäßige Kontrolle und bei Bedarf eine Korrektur der Eichung notwendig.

Ursachen für eine Veränderung der Energieeichung können folgende sein:

- Die Lichtausbeute und Uniformität der BGO-Kristalle kann sich aufgrund von Strahlenschäden während des Detektorbetriebs verändern [WIT84].
- Temperaturschwankungen der BGO-Kristalle erzeugen eine Änderung der Lichtausbeute mit $-1.2\%/^{\circ}\text{C}$.
- Die weiße Farbinnenbeschichtung der Kristallverpackung kann ihre Reflektionseigenschaft mit der Zeit verändern (vergilben).
- Die Nachweiselektronik unterliegt zeitlichen Veränderungen. So kann sich die Quantenausbeute der Photodioden durch Strahlenschäden verschlechtern. Die Verstärker zeigen durch Temperatur- und Versorgungsspannungsschwankungen Fluktuationen im Verstärkungsfaktor und die ADC verändern sich durch Pedestalverschiebungen.

Das Ziel der in diesem Abschnitt beschriebenen Untersuchung ist die Beantwortung der Fragen, ob sich das BGO-Kalorimeter mit kosmischen Myonen eichen läßt, mit welcher Genauigkeit eine Eichung konstant gehalten werden kann und Veränderungen der Eichung registriert werden können. Minimalionisierende kosmische Myonen deponieren eine Energie von 9.2 MeV pro durchdrungenem Zentimeter BGO-Material.

5.1 Versuchsaufbau

Die BGO-Box aus Aluminium wurde mit den in ihr eingelassenen Kupferrohrschlangen an einen Wasserkühlkreislauf angeschlossen. Damit wurde der Einfluß von Temperaturschwankungen der BGO-Kristalle auf die Energieeichung auf ein Minimum reduziert. Der Temperaturkontrolle diente ein innerhalb der BGO-Box direkt an den Kristallen und ein an der Vorverstärkerwand angebrachter Temperaturfühler. In der die BGO-Box umgebende Aluminium-Halbrundscheibe befand sich ein dritter Temperaturfühler. Das BGO-Kalorimeter wurde mit der Längsachse seiner Kristalle horizontal aufgebaut. Die Lage der Kristalle in der BGO-Box ist die gleiche wie bei den Teststrahlungsmessungen.

Eine externe Triggerung auf durch das BGO-Kalorimeter hindurchfliegende Myonen war im CELLO-Detektor nicht vorgesehen. Deshalb wurden in dieser Untersuchung die BGO-Kristalle als Trigger benutzt. Während der Versuche standen die Kristalle 19 bis 24 senkrecht übereinander. Die Kristalle 19 und 22 dienten als Trigger, während die Kristalle 20, 21 und 24 auf ihren Energieinhalt ausgelesen wurden (siehe Abbildungen 5.1, 5.2 sowie 4.6 auf Seite 47 und Tabelle 3.1 auf Seite 37).

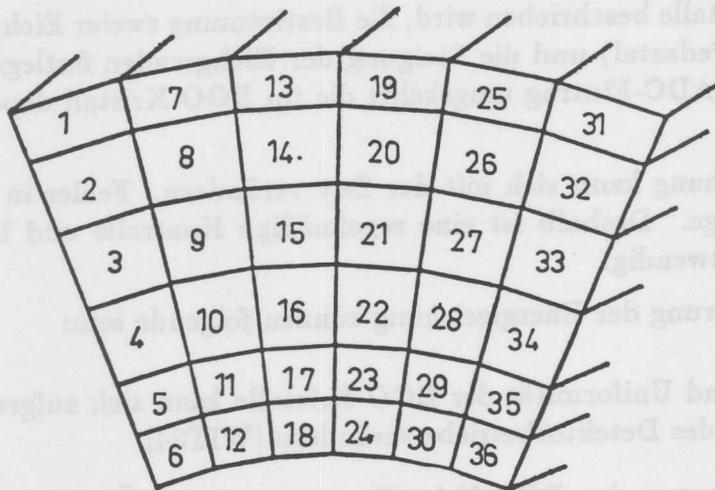


Abbildung 5.1: Nummerierung der Kristalle und Attrappen innerhalb des untersuchten LAT-Segments mit Blick auf die Ausleseseite.

5.2 Elektronik und Datenverarbeitung

Die Signale aus den Kristallen 20, 21 und 24 wurden ebenso verarbeitet wie während der Teststrahlungsmessungen. Als Triggersignal wurde eine Koinzidenz der Signale von Kristall 19 und 22 gefordert.

Das Auslesesystem wurde mit Hilfe von auf die Vorverstärker gebrachten Rechteck-Testpulsen überwacht. Ein ADC-Kanal hatte einen offenen Signaleingang. Er wurde zur Kontrolle des Langzeitverhaltens der ADC ausgelesen.

Der elektronische Aufbau wird als Blockschaltbild in der Abbildung 5.2 wiedergegeben.

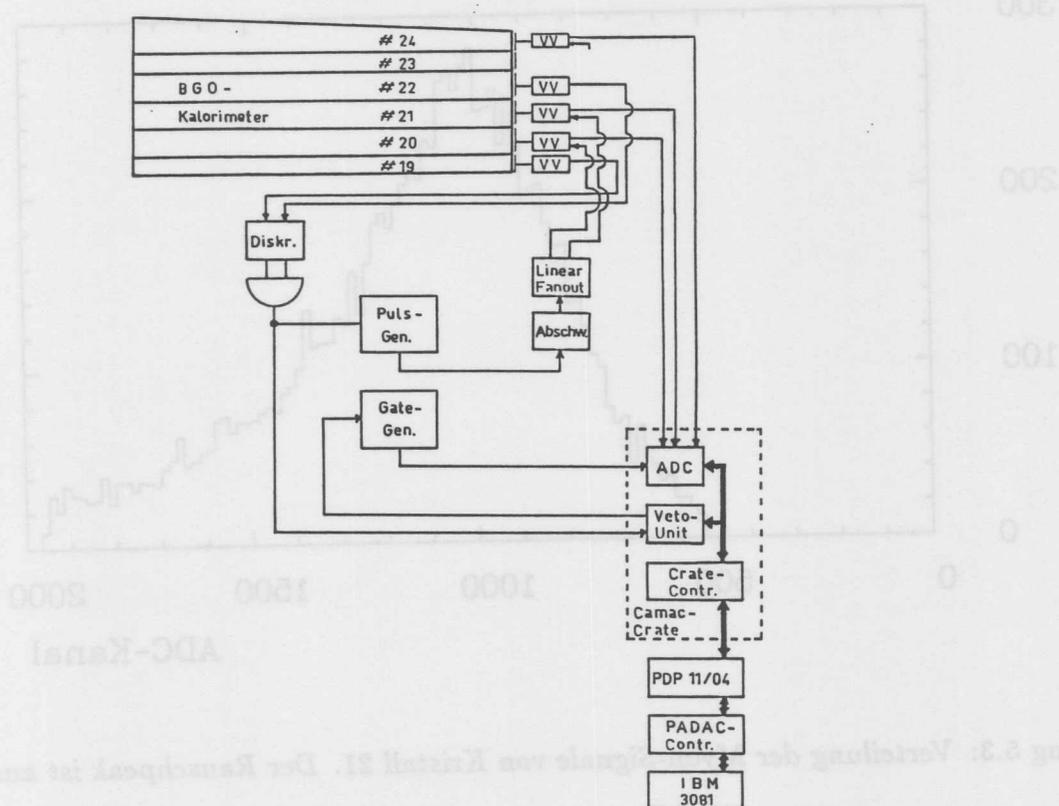


Abbildung 5.2: Blockschaltbild der Elektronik des Langzeitkonstantztests

5.3 Durchführung der Messungen

Das Meßprogramm erstreckte sich über einen Zeitraum von 114 Tagen. Während dieser Zeit wurde nach jeweils 24 bis 48 Stunden eine neue Meßreihe (Run) mit dem Kleinrechner (PDP 11) gestartet. Es wurden zwischen 12000 und 24000 Myon-Ereignisse pro Run aufgezeichnet.

Die Testpulsmessungen zur Überwachung der zeitlichen Konstanz des Auslesesystems wurden in regelmäßigen Abständen mit jeweils 1000 Impulsen pro Run wiederholt.

5.4 Auswertung und Fehlerbetrachtung

Die Verteilung der Myon-Signale eines Runs zeigen ein deutlich erkennbares Maximum (siehe Abbildung 5.3 und 5.4). Diese Maxima sind je nach Kristalltyp durch 4 bis 10 Standardabweichungen der Rauschsignalverteilung von den Rauschpeaks getrennt. Diese gute Trennung der Myon-Signalmaxima vom Rauschen macht eine absolute Energieeichung des BGO-Kalorimeters nach einer bei [WIT84] beschriebenen Methode möglich.

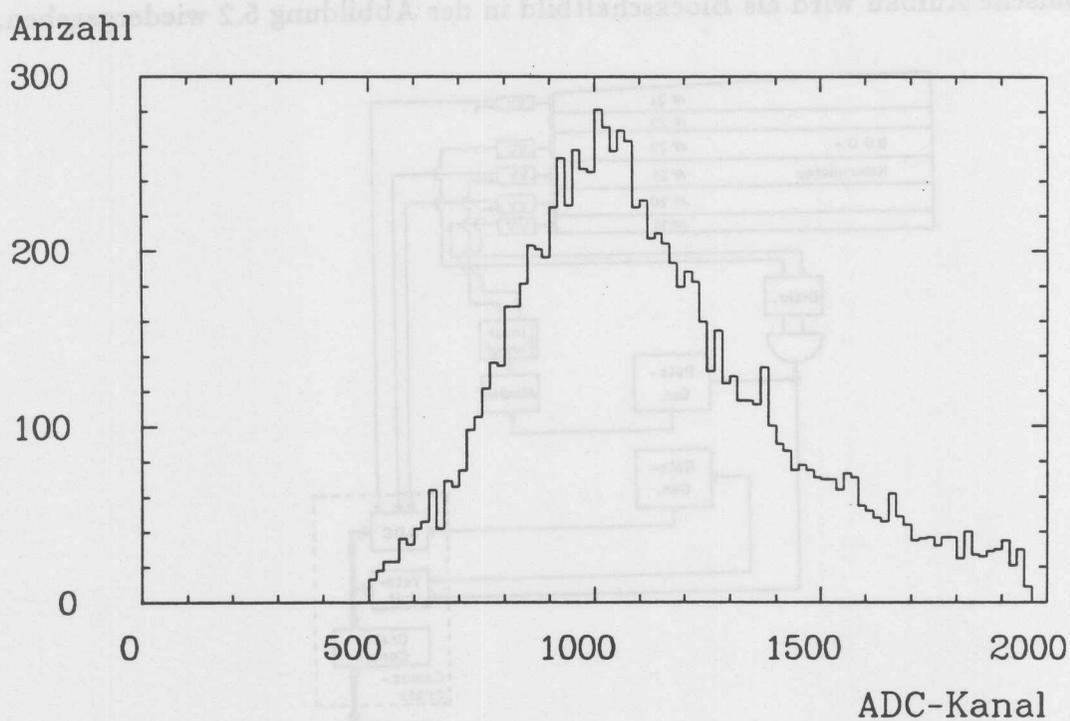


Abbildung 5.3: Verteilung der Myon-Signale von Kristall 21. Der Rauschpeak ist ausgeblendet.

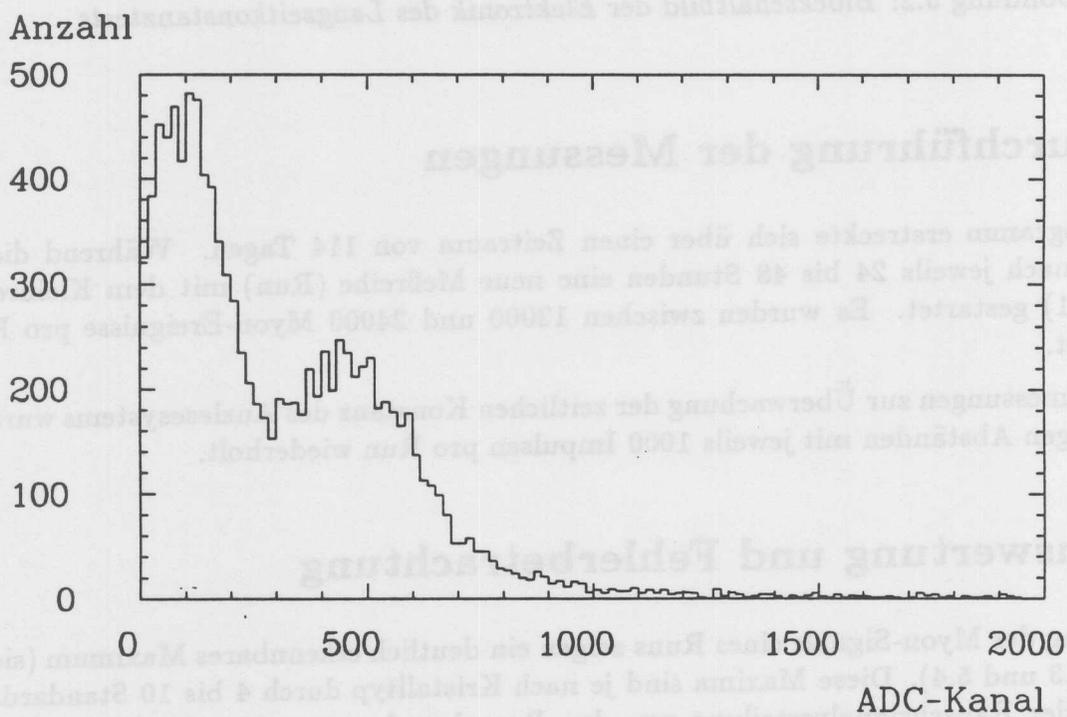


Abbildung 5.4: Verteilung der Myon-Signale von Kristall 24. Bei ADC-Kanal 100 ist der Peak der Verteilung der Rauschsignale.

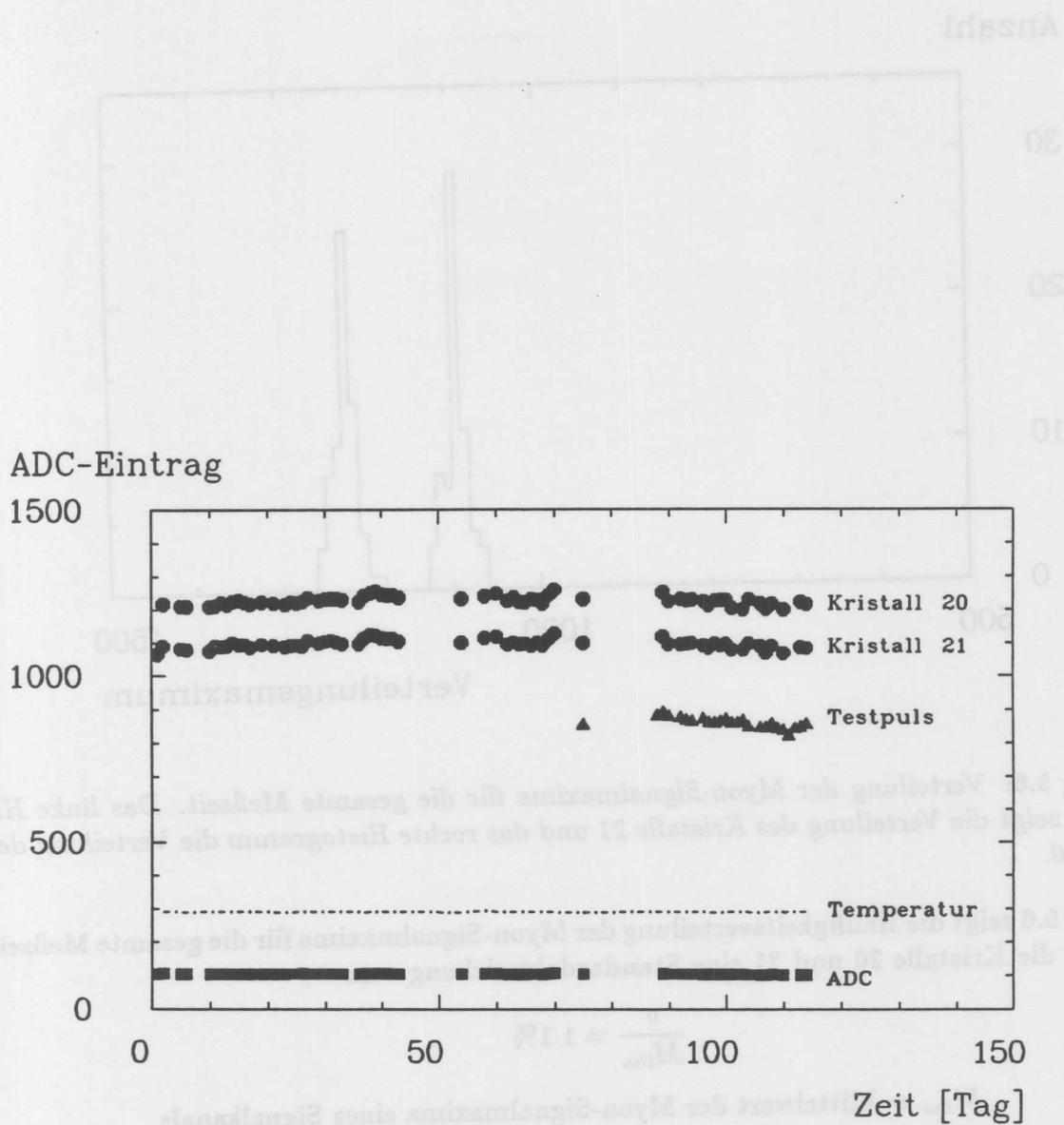


Abbildung 5.5: Gegen die Zeit aufgetragene Maxima der Verteilungen von Myonsignalen der Kristalle 20 und 21, des Testpulses und eines ADC. Die Symbole geben die Maxima der Signalverteilungen jeweils einer Meßreihe (Run) wieder.

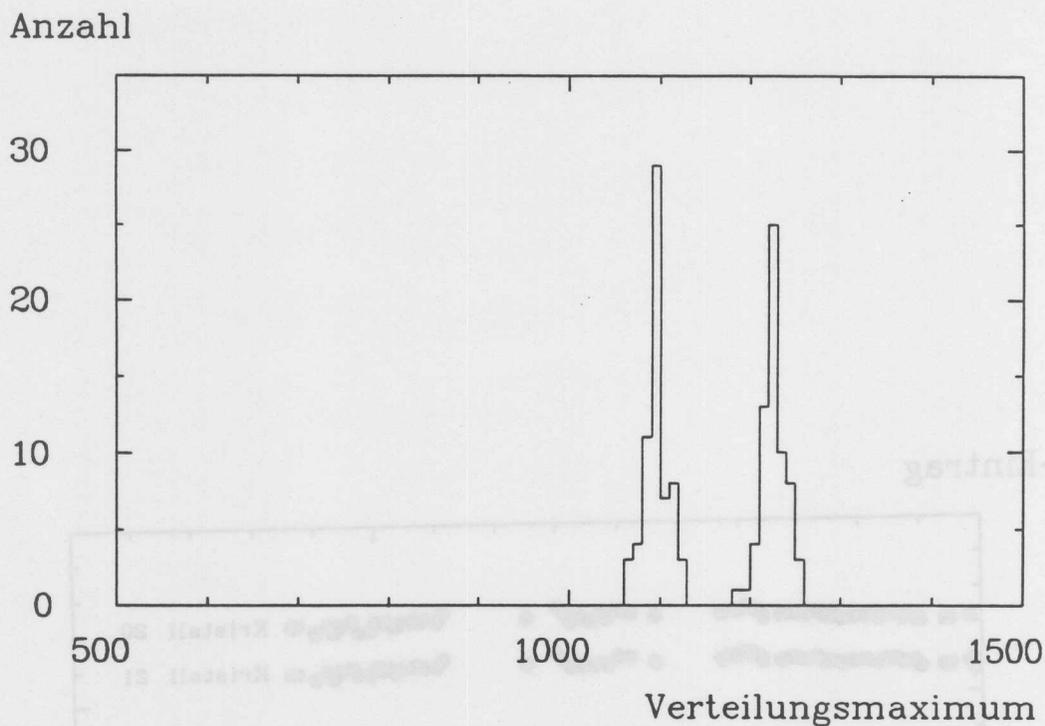


Abbildung 5.6: Verteilung der Myon-Signalmaxima für die gesamte Meßzeit. Das linke Histogramm zeigt die Verteilung des Kristalls 21 und das rechte Histogramm die Verteilung des Kristalls 20.

Abbildung 5.6 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Myon-Signalmaxima für die gesamte Meßzeit. Sie hat für die Kristalle 20 und 21 eine Standardabweichung von:

$$\frac{\sigma}{M_{Sm}} = 1.1\%$$

M_{Sm} = Mittelwert der Myon-Signalmaxima eines Signalkanals

Fehlerbetrachtung

Gründe für die Schwankungen der Maxima können von den oben genannten Ursachen die noch in geringem Umfang auftretenden Temperaturänderungen der BGO-Kristalle und Veränderungen der Verstärker- und ADC-Eigenschaften sein.

Abbildung 5.5 zeigt über die gesamte Meßzeit aufgetragen die Maxima der Verteilungen der Myonsignale aus den Kristallen 20 und 21, der Testpulse, der Signale des Kontroll-ADC und die Temperaturmeßwerte. Man erkennt, daß das Signal des Kontroll-ADC konstant geblieben ist, während die Verstärker (Testpuls-Signal) Veränderungen aufweisen. Eine Korrektur der Myon-Signalmaxima durch eine Testpulseichung der Verstärker erbrachte jedoch keine Verbesserung von $\frac{\sigma}{M_{Sm}}$. Die Temperatur an den BGO-Kristallen konnte auf $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$ konstant gehalten werden. Die Korrektur auf die Temperatur ergab eine Verbesserung der Langzeitkonstanz der Eichmaxima auf:

$$\frac{\sigma}{M_{Sm}} = 1.0\%$$

Der geringe Erfolg der Korrektur kann auf unregistrierte Veränderungen der Verstärkereigenschaften und der BGO-Temperatur während der langen Runddauer von 12 bis 24 Stunden zurückgeführt werden, denn nur zu Beginn eines Runs wurde eine Testpulsmessung durchgeführt und die Temperatur aufgezeichnet. Die damit erstellte Korrektur kann dann nur sehr schwach wirksam sein. Um eine möglichst genaue Korrektur der absoluten Energieeichung während des Detektorbetriebes durchführen zu können, sollte deshalb mit weniger Myon-Signalen und damit kürzeren Datennahmezeiten gearbeitet werden.

Die Auswertung der Verteilung von Rauschsignalen der Photodioden-Verstärker-ADC-Kombination ergab statistische Schwankungen der Breite der Rauschsignalverteilungen von $\pm 2\%$, jedoch keinen Anstieg der Breite mit der Zeit. Aus diesem Ergebnis läßt sich ableiten, daß nach 114 Tagen ununterbrochener Betriebszeit keine signifikante Erhöhung der Dunkelströme in den Photodioden aufgetreten ist. Die Langzeitkonstanz der Photodioden liegt innerhalb der 1% der Konstanz des gesamten Detektorsystems.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Für den Ausbau des CELLO-Detektors war neben anderen Erweiterungen ein Kalorimeter für den LAT vorgesehen. Es mußte aufgrund der Positionierung im Detektor kompakt und magnetfeldunempfindlich sein.

Wegen seiner geringen Strahlungslänge von $X_0 = 1.12$ cm und seiner hohen Lichtausbeute konnte ein kompaktes Kalorimeter mit BGO-Kristallen (Einkristalle aus Wismuth-Germanium-Oxyd, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) einer Länge von nur 20 cm realisiert werden, das mit magnetfeldunempfindlichen und wenig Platz beanspruchenden Photodioden ausgelesen wurde. Das Testmodul bestand aus 34 Kristallen mit Querschnittsflächen von 1.2 cm^2 bis 2.8 cm^2 .

Voruntersuchungen an den Kristallen zeigten Unterschiede in der Qualität (Energieauflösung, Uniformität der Lichtausbeute über die Länge der Kristalle). Mit weiteren Voruntersuchungen ließ sich eine optimale Verpackung für die BGO-Kristalle finden. Sie bestand aus einer mit Titandioxyd beschichteten Mylarfolie der Dicke $d = 50 \mu\text{m}$.

Die Eigenschaften des Testmoduls wurden an einem Teststrahl mit Elektronen einer Energie von 0.7 - 6 GeV und in einem Langzeitversuch untersucht.

Im genannten Energiebereich zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Einschußenergie der Elektronen und ihrer rekonstruierten Energie. Im Einzelkristall wird 68% und in einer Matrix aus neun Kristallen bereits 88% der Energie deponiert. Der Anteil der Schauerenergie, der am hinteren Ende der 9er Matrix herausleckt beträgt nur 1% .

Für die Energieauflösung des Kalorimeters ergab sich ein Wert von:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.034}{\sqrt{E}}\right)^2 + 9 \cdot \left(\frac{0.005}{E}\right)^2 + 0.01^2}.$$

Die Segmentierung des BGO-Kalorimeters macht die Ortsrekonstruktion eines einfallenden Teilchens möglich. Nach Anwendung einer verbesserten Schwerpunktmethode beträgt die Ortsauflösung:

$$\sigma_R = 2.4 \text{ mm}/\sqrt{E}$$

$$\sigma_\varphi = 2.9 \text{ mm}/\sqrt{E}$$

Die ermittelten Werte zeigen eine gute Übereinstimmung mit EGS-Simulationsrechnungen.

In einem Langzeittest wurden, bei annähernd konstanter Temperatur ($\pm 0.5^\circ$) des Kalorimeters, Signale von kosmischen Myonen aufgezeichnet. Das Kalorimeter konnte im Selbsttriggermode betrieben werden. Die Myon-Signale treten signifikant aus dem Rauschen des Detektorsystems hervor. Damit besteht die Möglichkeit zur absoluten Energieeichung mit kosmischen Myonen. Das Eichsignal konnte über einen Zeitraum von 114 Tagen auf $\pm 1.1\%$ konstant gehalten werden.

Das BGO-Kalorimeter erweist sich als Detektorkomponente mit sehr guten Eigenschaften im Aufbau, in der Handhabung, in der Energie- und Ortsauflösung und im Langzeitverhalten. Ein Vorschlag zur Verbesserung des BGO-Kalorimeterkonzepts ist die Verwendung von ausgesuchten Verpackungen der Kristalle und qualitativ hochwertiger BGO-Kristalle (keine Einschlüsse, gute Uniformität der Lichtausbeute über den gesamten Kristall) sowie neu entwickelter Photodioden mit höherer Quantenausbeute bei der BGO-Emissionswellenlänge von 480 nm.

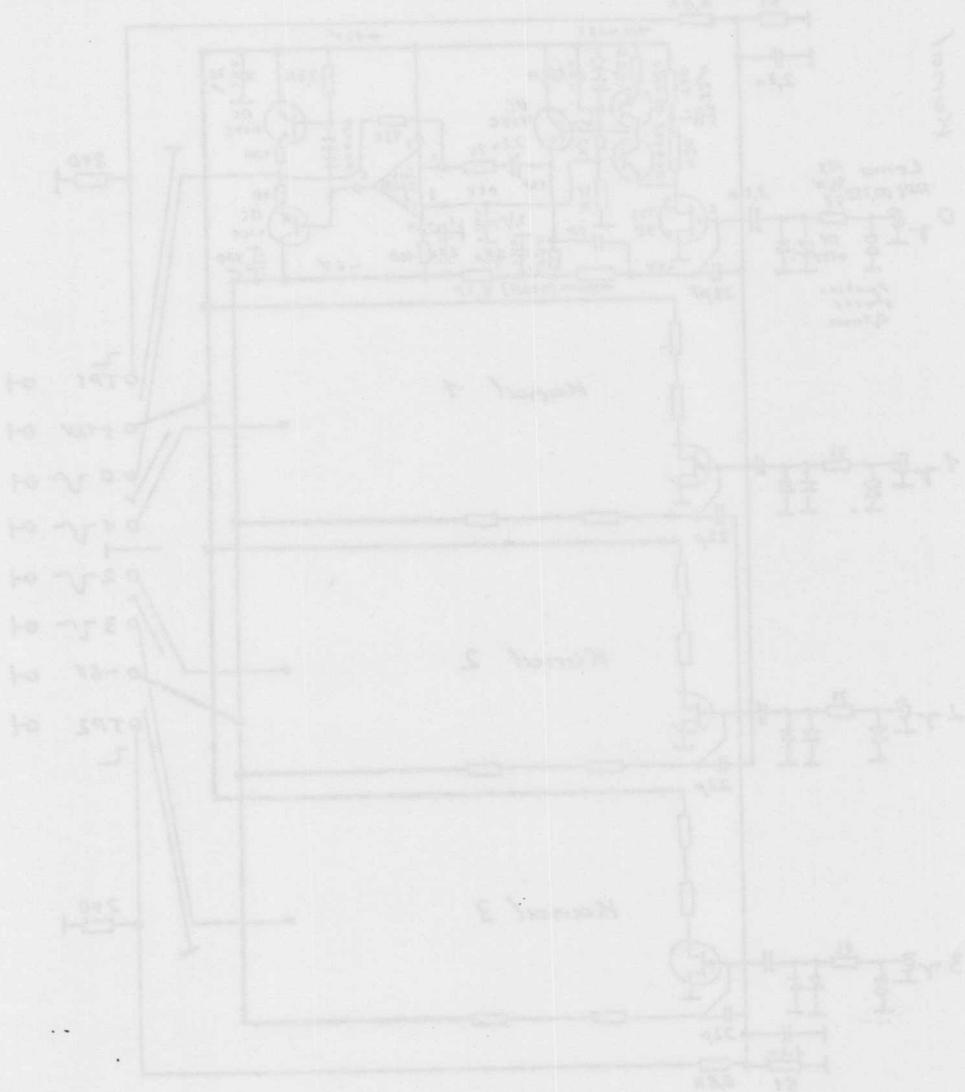


Abbildung A.1: Schaltbild der für die Photodiodekanäle bei den Testabmessungen und dem Langzeitkonstanten verwendeten Vorverstärker mit Induktivitätsarmen Filtern (LA-2004/2 [KIM90])

Anhang A

Verstärkerschaltbild

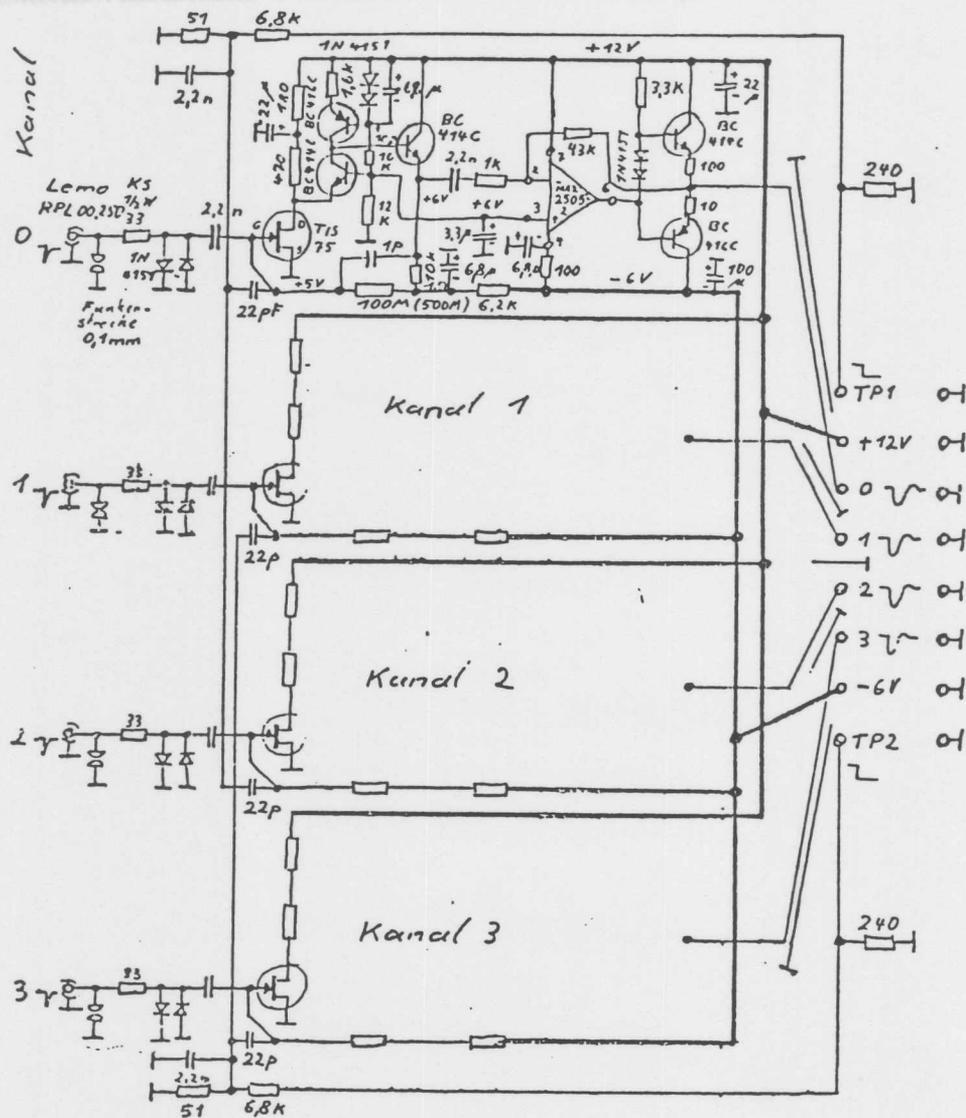


Abbildung A.1: Schaltbild der für die Photodiodensignale bei den Teststrahlungsmessungen und dem Langzeitkonstantentest verwendeten Vorverstärker mit ladungsintegrierendem Hauptverstärker LA-2094/2 [ZIM80].

Literaturverzeichnis

- [AHM85] J. Ahme;
"Aufbau und Test eines Blei-Szintillator Kalorimeters mit
Photodiodenauslese für den Einsatz als Kleinwinkelschauerzähler"
Universität Hamburg, Interner Bericht DESY F14-02 (1985)
- [AMA81] U. Amaldi;
"Fluctuations in Calorimetry Measurements"
Physica Scripta 23 (1981) 409
- [BIE84] C. Bieler;
"Energieauflösung eines BGO-Schauerzählers mit Photodiodenauslese
im Energiebereich von 0.7-6 GeV"
Universität Hamburg, Interner Bericht DESY F14-02 (1984)
- [BOB83] G. J. Bobbink et al;
Carnegie Mellon University Report CMU-HEP 83-13 (1983)
- [BUS73] Yu. B. Bushnin et al;
"The Measurement of the Spatial Coordinates of High Energy Photons
with a Szintillating Hodoscope Spectrometer"
Nuclear Instruments and Methods 106 (1973) 493-498
- [CEL83] Proposal to Upgrade the CELLO-Detector,
Internal Report DESY-CELLO-83-01, PRC 83/01 (1983)
- [CRI] Crismatec, F 38610 Gieres, Frankreich
- [FAB85] C. W. Fabjan;
"Calorimetry in High Energy Physics"
CERN-EP/85-54 (1985)
- [FER86] R. C. Fernow;
"Introduction to Experimental Particle Physics"
Cambridge University Press (1986)
- [FOR78] R. J. Ford, W. R. Nelson;
"EGS-Code"
SLAC Report 210 (1978)
- [HAM83] Hamamatsu Silicon Photocells, Catalog 1983

- [HAR] Harshaw Chemie BV, NL 3454 PK De Meern, Niederlande
- [HIT76] D. Hitlin et al;
"Test of a Lead-Liquid Argon Electromagnetic Shower Detector"
Nuclear Instruments and Methods 137 (1976) 225
- [FRE84] E. Fretwurst;
persönliche Mitteilung
I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg (1984)
- [IWA79] S. Iwata;
"Calorimeters for High Energy Experiments at Accelerators"
DPNU-3-79 (1979)
- [IWA80] S. Iwata;
"Calorimeter"
DPNU-13-80 (1980)
- [JAC84] U. Jacobs;
Durchführung der dE/dx-Berechnung
- [LON75] E. Longo et al;
"Monte-Carlo Calculation of Photon-Initiated Electromagnetic Showers
in Lead Glass"
Nuclear Instruments and Methods 128 (1975) 283-307
- [LOR82] E. Lorentz;
"Photodiode Readout and Related Problems"
Princeton, Workshop on BGO (1982)
- [MAR85] J. Marks;
"Entwicklung und Untersuchung eines segmentierten Blei-Szintillator
Sandwichzählers mit Photodiodenauslese"
Universität Hamburg, Interner Bericht DESY F14-01 (1985)
- [NKK] Ninon Kessho Koogaku Co, 318-19 Kondo, Tatebayashi City, Japan
- [PAR88] "Review of Particle Properties"
Physics Letters B, Volume 204 (1988)
- [PER82] D. H. Perkins;
"Introduction to High Energy Physics"
Addison Wesley (1982)
- [PET71] F. Peters, H. Haller;
"Aufbau und Ergebnisse am Strahl 26"
Interner Bericht DESY S1-S2-71/1 (1971)
- [RIE84] M. Riebesell;
"Ortsauflösung einer BGO-Schauerzähler-Matrix mit
Photodiodenauslese im Energiebereich von 1-6 GeV"
Universität Hamburg, Interner Bericht DESY F14-01 (1984)

- [ROS56] B. Rossi;
 "High Energy Particles"
 Prentice-Hall, Inc (1956)
- [SCH85] D. Schütz;
 persönliche Mitteilung (1985)
- [STR84] L. Strüder;
 Diplomarbeit, Universität Aachen (1984)
- [WIN85] G. G. Winter et al;
 "Performance of a Lead-Szintillator Sandwich Hodoscope with
 Photodiode Readout"
 Nuclear Instruments and Methods A238 (1985) 307
- [WIT84] K. Wittenburg;
 "Untersuchungen an BGO-Kristallen in Hinblick auf ihre Eignung als
 Kleinwinkelschauerzähler für den CELLO-Detektor"
 Universität Hamburg, Interner Bericht DESY F14-03 (1984)
- [ZIM80] Die Verstärker wurden von W. Zimmermann (DESY) entworfen und gebaut

Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynmangraph für einen 2-Photon-Prozeß.	5
1.2	Schnittbild durch den CELLO-Detektor.	6
1.3	Bereich des LAT im CELLO-Detektor.	7
2.1	dE/dx von Elektronen in BGO	12
2.2	Normierter Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei	13
2.3	Absorptionskoeffizient für den Durchgang von Photonen durch Blei	14
2.4	Radiales Schauerprofil von 1 GeV Elektronen in Aluminium	16
2.5	Tiefe des Schauermaximums in Bleiglas in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Photons (Monte-Carlo Ergebnisse)	17
2.6	Mittlere totale Spurlängen elektromagnetischer Schauer in Bleiglas in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Photons (Monte-Carlo Ergebnisse)	18
2.7	Anteil der Energie, der einen Detektorzylinder verläßt, in Abhängigkeit seiner lateralen Ausdehnung und dem Material	19
2.8	Auswirkungen des Rear- und Side-Leakage auf die Energieauflösung	19
2.9	Laterale Fluktuation der Schauerform	21
2.10	Anregungs- und Emissionsspektrum von BGO.	24
2.11	Aufbau einer Si-PIN-Photodiode.	26
2.12	Funktion einer völlig verarmten Photodiode	27
2.13	Quantenausbeute als Funktion der Wellenlänge für die Diode Hamamatsu S1790	28
2.14	Rausch-Spannungs-Charakteristik der Photodioden S1790 und AE-968	29
2.15	Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik der Photodioden S1790 und AE-968	30
2.16	Strom-Spannungs-Charakteristik der Photodioden S1790 und AE-968	31
3.1	BGO-Kristalle Typ 1 bis 5.	33
3.2	BGO-Kristall Typ 6.	34
3.3	Versuchsaufbau und Ausleseelektronik des Qualitätstests.	35
3.4	Lichtausbeute mit verschiedenen Verpackungen	41
4.1	Längsschnitt des LAT-Kalorimeters.	43

4.2	Teil des Querschnitts des LAT-Kalorimeters.	43
4.3	BGO-Kristalle Typ 1 bis 6.	44
4.4	BGO-Box mit einem aufgebauten Achtelsegment aus 34 BGO-Kristallen und 2 Nachbauten aus Kunststoff.	45
4.5	Geschlossene Halbschale des BGO-Kalorimeters mit Anschluß an integrierten Vor- und Hauptverstärker.	46
4.6	Lage der Kristalle und Attrappen	47
4.7	Blockschaltbild des Teststrahlaufbaus.	48
4.8	Qualitativer Kurvenverlauf der Kalibration	50
4.9	Lage der untersuchten Kristallmatrizen	53
4.10	Histogramme der Energieverteilung eines einzelnen Kristalls	54
4.11	Histogramme der Energieverteilung der Summe aus neun Kristallen	55
4.12	Gemessene Energie versus Einschußenergie	56
4.13	Energieauflösung	56
4.14	Energieauflösungsbeiträge	58
4.15	Lage des Radialscans	62
4.16	Ortsabhängigkeit der Energiedeposition	62
4.17	Ortsabhängigkeit der Energieauflösung	63
4.18	Schwerpunktverteilungen versus Lochtriggerpositionen des Radialscans	67
4.19	Schwerpunktsorte versus Lochtriggerpositionen des Radialscans	68
4.20	Schwerpunktsorte versus Lochtriggerpositionen des Winkelscans	69
4.21	Histogramm der Differenzen zwischen der Lochtriggerposition und dem rekonstruierten Schwerpunktsort (Radialscan).	70
4.22	Histogramm der Differenzen zwischen der Lochtriggerposition und dem rekonstruierten Schwerpunktsort (Winkelscan).	71
4.23	Korrigierte Schwerpunktsorte versus Lochtriggerpositionen des Radialscans.	73
4.24	Korrigierte Schwerpunktsorte versus Lochtriggerpositionen des Radialscans.	74
4.25	Korrigierte Schwerpunktsorte versus Lochtriggerpositionen des Winkelscans.	75
4.26	Histogramm der Differenzen zwischen der Lochtriggerposition und dem rekonstruierten, korrigierten Schwerpunktsort (Radialscan).	76
4.27	Histogramm der Differenzen zwischen der Lochtriggerposition und dem rekonstruierten, korrigierten Schwerpunktsort (Winkelscan).	77
5.1	Nummerierung der Kristalle und Attrappen	80
5.2	Blockschaltbild des Elektronik des Langzeitkonstanzttests	81
5.3	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 21.	82
5.4	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 24.	82

5.5	Gegen die Zeit aufgetragene Maxima unterschiedlicher Verteilungen im Langzeitkonstanttest.	83
5.6	Verteilung der Myon-Signalmaxima	84
A.1	Schaltbild der Verstärkers	88
4.1	Nummerierung der Kristalle und Atropen	89
4.2	Blockschaltbild des Elektronik des Langzeitkonstanttest	90
4.3	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 21	91
4.4	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 24	92
4.5	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 27	93
4.6	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 30	94
4.7	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 33	95
4.8	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 36	96
4.9	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 39	97
4.10	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 42	98
4.11	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 45	99
4.12	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 48	100
4.13	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 51	101
4.14	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 54	102
4.15	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 57	103
4.16	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 60	104
4.17	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 63	105
4.18	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 66	106
4.19	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 69	107
4.20	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 72	108
4.21	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 75	109
4.22	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 78	110
4.23	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 81	111
4.24	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 84	112
4.25	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 87	113
4.26	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 90	114
4.27	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 93	115
4.28	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 96	116
4.29	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 99	117
4.30	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 102	118
4.31	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 105	119
4.32	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 108	120
4.33	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 111	121
4.34	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 114	122
4.35	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 117	123
4.36	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 120	124
4.37	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 123	125
4.38	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 126	126
4.39	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 129	127
4.40	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 132	128
4.41	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 135	129
4.42	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 138	130
4.43	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 141	131
4.44	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 144	132
4.45	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 147	133
4.46	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 150	134
4.47	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 153	135
4.48	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 156	136
4.49	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 159	137
4.50	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 162	138
4.51	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 165	139
4.52	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 168	140
4.53	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 171	141
4.54	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 174	142
4.55	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 177	143
4.56	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 180	144
4.57	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 183	145
4.58	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 186	146
4.59	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 189	147
4.60	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 192	148
4.61	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 195	149
4.62	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 198	150
4.63	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 201	151
4.64	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 204	152
4.65	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 207	153
4.66	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 210	154
4.67	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 213	155
4.68	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 216	156
4.69	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 219	157
4.70	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 222	158
4.71	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 225	159
4.72	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 228	160
4.73	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 231	161
4.74	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 234	162
4.75	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 237	163
4.76	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 240	164
4.77	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 243	165
4.78	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 246	166
4.79	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 249	167
4.80	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 252	168
4.81	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 255	169
4.82	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 258	170
4.83	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 261	171
4.84	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 264	172
4.85	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 267	173
4.86	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 270	174
4.87	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 273	175
4.88	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 276	176
4.89	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 279	177
4.90	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 282	178
4.91	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 285	179
4.92	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 288	180
4.93	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 291	181
4.94	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 294	182
4.95	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 297	183
4.96	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 300	184
4.97	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 303	185
4.98	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 306	186
4.99	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 309	187
5.00	Verteilung der Myon-Signale von Kristall 312	188

Tabellenverzeichnis

2.1	Strahlungslänge und kritische Energie einiger Materialien.	23
2.2	Vergleich zwischen Photodiode und Photomultiplier.	24
2.3	Vergleich der Eigenschaften von BGO und NaJ.	25
3.1	Energieauflösung und Uniformität der Lichtausbeute der Einzelkristalle . . .	37
3.2	Lichtausbeute eines BGO-Kristalls mit verschiedenen Verpackungen	39
4.1	Überdeckungsverhältnis	47
4.2	Kristallgeometrie-Korrekturfaktoren	51
4.3	Beiträge zur Energieauflösung	58
4.4	Ortsauflösung	78

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in der Forschungsgruppe F14 des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY in Hamburg. Ich danke an dieser Stelle allen Mitgliedern der Gruppe F14 für ihre Hilfsbereitschaft und die gute Arbeitsatmosphäre.

Besonders bedanken möchte ich mich bei:

Herrn Prof. Dr. H. Spitzer für die Themenstellung und die Betreuung der Arbeit,

Herrn Dr. G. G. Winter für die Betreuung der Arbeit,

Herrn Dr. H. Kapitza und D. Schütz für die vielseitige Unterstützung bei Software- und Hardwareproblemen,

Herrn Dr. M. Feindt für die erfrischenden und klärenden Diskussionen,

Frau Dr. B. Levendel, Frau Dr. M. Riebesell und Herrn K. Wittenburg für die kritische Durchsicht des Manuskripts

und bei meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben.

Ich versichere, diese Arbeit selbständig und unter Angabe aller wesentlichen Hilfsmittel angefertigt zu haben.